ORSAY
Série A
N° d'ordre
910

Inscrit aux archives originales du Centre de Documentation CNRS sous le n° A.O. 6606

T H E S E S

présentées

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE d'ORSAY

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Jacques RAULT

1ère Thèse : Etude des défauts dans les cholestériques.

2ème Thèse : Propositions données

Soutenues le 11 Mars 1972 devant la commission d'examen.

MM. J. FRIEDEL Président

P.G. de GENNES
J.P. BURGER
F.C. FRANCK
} Examinateurs

ORSAY
Série A
N° d'ordre
910

Inscrit aux archives
originales du Centre
de Documentation CNRS
sous le n° A.O. 6606

T H E S E S

présentées

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE d'ORSAY

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Jacques PAULT

1ère Thèse : Etude des défauts dans les cholestériques.

2ème Thèse : Propositions données

Soutenues le 11 Mars 1972 devant la commission d'examen.

MM. J. FRIEDEL Président

P.G. de GENNES
J.P. BURGER } Examinateurs
F.C. FRANCK

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique des Solides de la Faculté des Sciences d'Orsay.

Monsieur le Professeur J.Friedel m'a accueilli dans son Laboratoire et je tiens à le remercier vivement pour l'intérêt constant qu'il a porté à ce travail, et pour les nombreuses discussions que nous avons eues.

Je suis particulièrement reconnaissant à Messieurs les Professeurs P.G.de Gennes et J.P.Burger pour l'aide précieuse apportée.

Que Messieurs Kleman et Martinet veuillent bien accepter mes remerciements pour leurs nombreux conseils et encouragements.

Je suis reconnaissant envers Monsieur Jacques, pour les nombreux produits qu'il m'a donné.

Ce travail doit beaucoup à la compétence éclairée de Monsieur Saint-Martin pour l'exécution des planches photographiques, à Monsieur Rasse et Madame Touchant pour les nombreux dessins des figures, à Mesdames Thaissen et Mortier qui se sont chargé du tirage.

Que tous mes camarades chercheurs et techniciens soient remerciés ici pour leur aide amicale.

o o
o

S O M M A I R E

I. PREMIERE PARTIE : INTRODUCTION

1. Historique I.1

2. Définition des défauts linéaires I.5

2.1. Disclinaison τ et λ I.5

2.2. Dislocation coin I.7

2.3. Dislocation χ I.8

II. DEUXIEME PARTIE : DISLOCATIONS COINS

II.1. Création de lignes de dislocation coin dans un cholestérique par l'application d'un champ magnétique II.1

1. Introduction II.2

2. Nucléation des lignes II.4

3. Interprétation II.5

4. Conclusion II.8

II.2. Création de lignes de dislocation coin dans un cholestérique par torsion mécanique II.10

1. Méthode de Meyer II.11

2. Formation de boucles de dislocation par torsion mécanique II.12

3. Energie de ligne II.16

4. Conclusion II.22

II.3. Irrégularités sur les lignes de dislocation dans les nématiques et dans les cholestériques II.22

1. Points de singularité dans les nématiques II.25

2. Description des irrégularités sur les lignes de dislocation dans les cholestériques II.29

3. Interprétation topologique des irrégularités sur les lignes dans les cholestériques II.34

4. Conclusion II.43

II.4. Irrégularités sur les lignes de dislocation à la surface libre d'un cholestérique II.47

III. TROISIEME PARTIE : DISLOCATIONS X

III.1. Propriétés des dislocations X III.1

1. Introduction III.2
2. Propriétés des dislocations X III.4
3. Conclusion III.15

III.2. Engendrement des dislocations X III.21

1. Introduction III.22
2. Processus de Volterra III.23
3. Engendrement hélicoïdal des dislocations X III.25
4. Nappes hélicoïdales dans les cholestériques III.34
5. Dissociation du coeur des dislocations $\chi(\mp 1)$ III.39
6. Conclusion III.45

III.3. Role des dislocations à coeur nématique dans la croissance de la phase cholestérique III.47

a) Dislocation (+1) isolée III.48
b) Dislocation (∓ 1) couplée III.48
c) Nucléation rapide III.49

ANNEXE I A.1
Structure nématique du coeur des $\chi(+1)$

ANNEXE II A.4
Phénomènes périodiques autour des $\chi(+1)$

CONCLUSION

PREMIERE PARTIE

I N T R O D U C T I O N

1. HISTORIQUE

L'état cristal liquide a été découvert par le botaniste australien Reinitzer[1] à la fin du 19ème siècle, qui synthétisa pour la première fois le benzoate de cholestéryl. Lehman[2] détermina que la phase turbide est fortement anisotrope. D'autres substances furent bientôt synthétisées comme les esters de cholestérol, le p-azoxyanisole, le p-axoxyphénétol, etc... et celles-ci montrent les mêmes propriétés optiques.

Les propriétés optiques de ces corps furent analysées en premier en détail par Lehman, Grandjean[4], Friedel[3] et Mauguin[5] vers les années 1910 à 1920. Ce n'est que très récemment que l'étude de ces substances mésomorphes fut entreprise sous différents aspects. On trouvera dans le livre de Grey[6], et les articles de Chistyachov[7] et de Chatelain[8], une revue des propriétés physiques et chimiques des cristaux liquides.

G.Friedel[3] se basant sur les propriétés de ces substances classa les cristaux liquides en "états mésomorphes" comme il suit :

a) Etat nématique

Les molécules sont orientées dans la même direction, leur centre de gravité étant distribué au hasard. Les éléments de symétrie de cette phase sont :

- toute translation
- toute rotation autour de la direction des molécules
- rotation de $n\pi$ autour d'un axe perpendiculaire aux molécules.

b) Etat cholestérique

Les molécules sont orientées parallèlement dans des plans, les centres de gravité sont disposés au hasard. Lorsque l'on passe d'un plan à un autre plan distant de z, l'orientation des directeurs des molécules tourne d'un angle $\phi = \mp q_o z = \mp \frac{z}{p} 2\pi$, suivant que le cholestérique est gauche ou droit. p est le pas du cholestérique.

L'axe hélicoïdal ou axe cholestérique est perpendiculaire aux plans cholestériques. Les éléments de symétrie de cette phase sont :

- toute translation dans les plans cholestériques
- toute rotation-translation le long de l'axe cholestérique défini par une rotation $-\frac{2\pi z}{p}$ et une translation z (pour un cholestérique gauche)
- les rotations $r = \bar{+} n\pi$ perpendiculaires à l'axe cholestérique, parallèle ou perpendiculaire aux molécules
- les rotations $r = n\pi$ autour de l'axe cholestérique
- les translations $\frac{n\pi}{q_o}$ le long de l'axe cholestérique.

c) Etat smectique

Les molécules sont assemblées parallèlement en couches d'épaisseur d. Les molécules peuvent être normales aux couches ou bien obliques. Les éléments de symétrie sont :

- toute translation dans les couches
- toute rotation autour d'un axe perpendiculaire aux couches (dans le cas où les molécules sont normales aux couches)
- toute translation de vecteur $\vec{d}$
- toute rotation $n\pi$ autour d'un axe situé dans un plan au milieu de deux couches, ou au milieu d'une couche.

Les états nématique et cholestérique ne sont pas des états thermodynamiquement différents. G.Friedel a montré que l'on pouvait considérer l'état nématique comme un cas particulier de la phase cholestérique (pas infini).

Les défauts dans la structure de ces liquides ont été observés dans les années 1900. A la surface d'un nématique ou d'un cholestérique, Lehman et Friedel observèrent des défauts qu'ils appelèrent noyaux, et les classifièrent en noyaux entiers et demi-entiers, positifs ou négatifs. G.Friedel expliqua les structures confocales dans les cholestériques et dans les smectiques, par la présence de ligne de discontinuité de la structure. Grandjean montra qu'une couche cholestérique comprise dans un coin d'épaisseur variable présentait des discontinuités de la structure parallèles aux

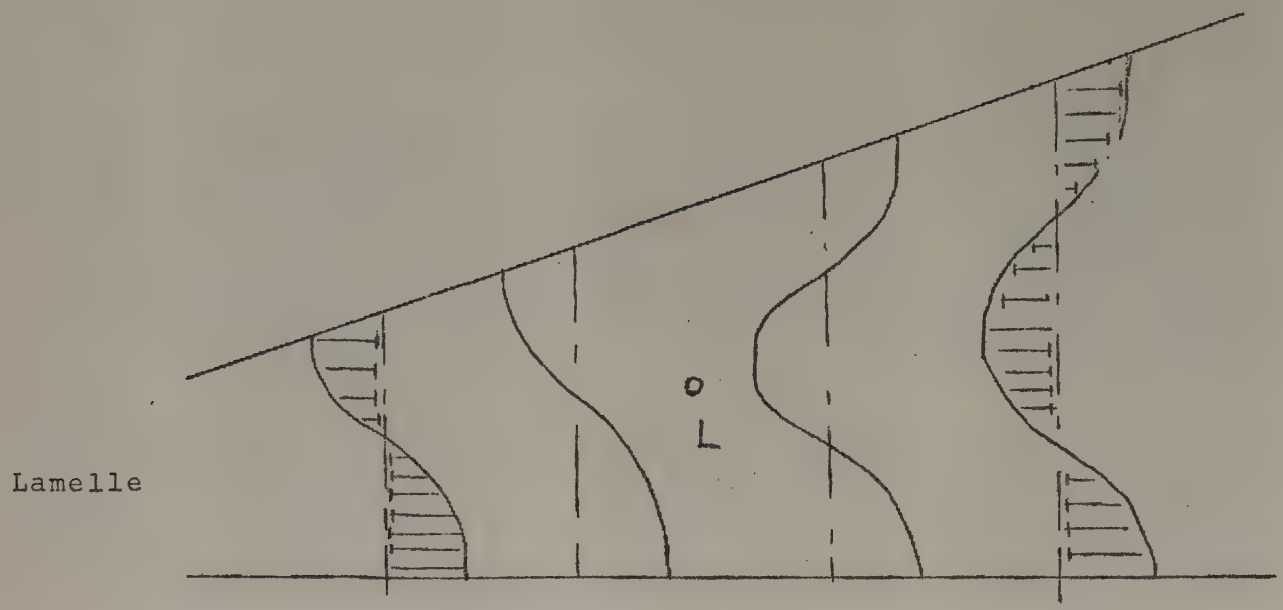
lignes de niveau. Ces "discontinuités de Grandjean" furent interprétées comme des murs de discontinuité. G.Friedel avait cependant soupçonné dès cette époque que c'étaient des lignes analogues aux fils ou filaments observés dans toutes préparations nématique et cholestérique.

Cano (1968) montra le premier clairement[10] que ces discontinuités sont des lignes, et que celles-ci correspondent à des discontinuités dans le nombre de demi-pas de la structure. L'écartement entre deux lignes donne une mesure du pas du cholestérique.

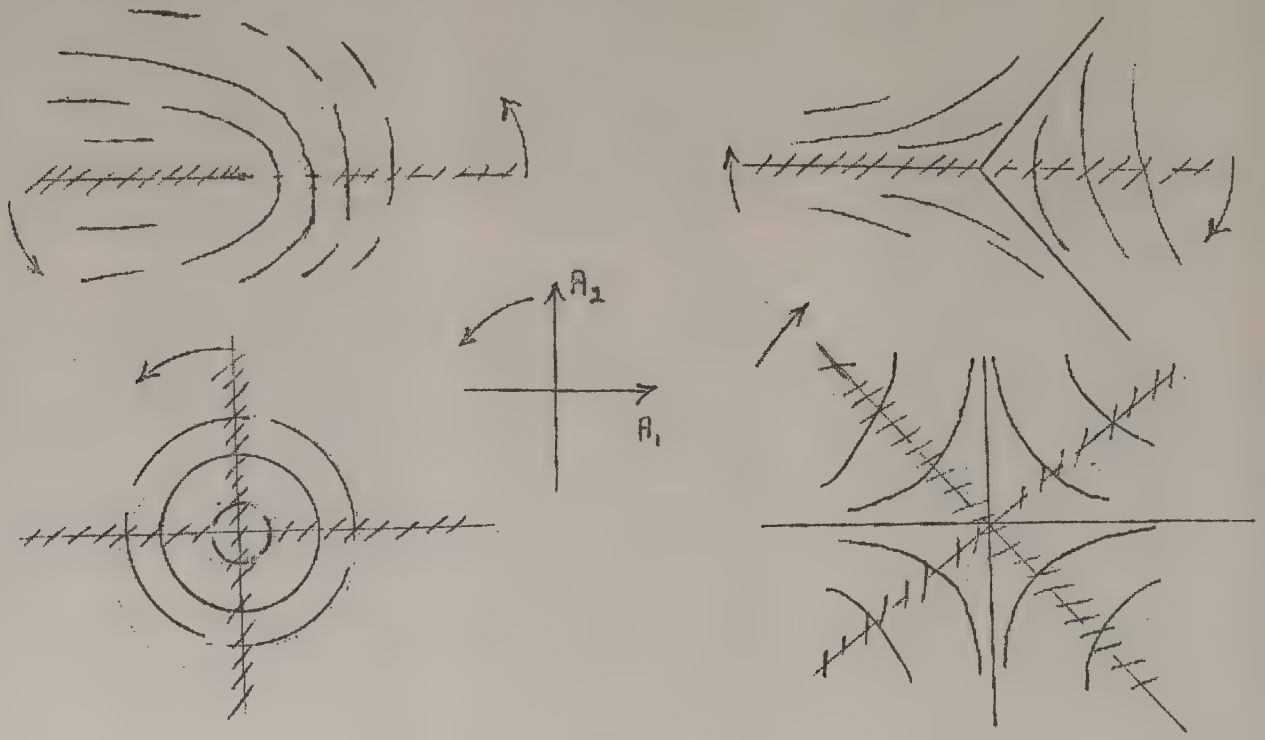
De Gennes[11] (1968), calcula une distribution moléculaire possible autour d'une telle ligne. Friedel et Kleman[12](1969) donnèrent des modèles de lignes dans les phases mésomorphes et on trouvera dans les articles de ces auteurs une théorie générale des dislocations dans les cristaux liquides.

Les noyaux à la surface libre d'un nématique ou d'un cholestérique furent interprétés comme des dislocations de rotation, et leur relation avec les fils ont été exposées par G.Friedel dès 1920, Frank[9] (1958) en partant de la théorie d'élasticité d'Oseen[14] retrouva cette distribution moléculaire autour de certaines lignes de dislocation.

Les cholestériques constituent la mésophase idéale pour l'étude des défauts ; outre la grande variété de défauts, on peut faire varier aisément le pas de la préparation et ceci facilite l'observation au microscope optique. Dans cette étude nous nous limiterons à l'étude des défauts linéaires dans les phases cholestériques à grand pas (10 à 100 µ). Nous n'étudierons donc pas l'agencement des défauts dans les structures confocales[3][17] (qui sont observées pour des pas plus petits).



Coin de Grandjean-Cano entre deux régions, comprenant n et (n+1) demi-pas ; il y a une ligne de discontinuité de la structure. (L)



Différents noyaux. Les faisceaux sombres observés entre nicols croisés A_λ, correspondent au lieu où les directeurs des molécules sont parallèles aux nicols. La rotation des faisceaux se fait dans le même sens que la rotation des nicols pour les noyaux positifs, et de sens contraire pour les noyaux négatifs.

2. DEFINITIONS DES DEFAUTS LINEAIRES

Nous rappelons brièvement les différents types de dislocation observés dans les cholestériques. Cette classification a été donnée par Friedel et Kleman[12]. On distingue :

a) Les dislocations de translations $\vec{b} = \frac{np}{2}$ parallèles à l'axe cholestérique χ. Par suite de l'invariance dans un mouvement hélicoïdal parallèle à l'axe cholestérique χ, ces dislocations sont équivalentes aux dislocations de rotations $\Omega = \mp n\pi$, $\vec{\Omega}$ étant parallèle à l'axe χ.

b) Les dislocations de rotation $\Omega = \mp n\pi$ où $\vec{\Omega}$ est dans un plan perpendiculaire à l'axe cholestérique χ. Ω peut être soit parallèle aux molécules de ce plan (dislocation λ) soit perpenciculaire (dislocation τ). Le couplage de deux dislocations de rotation de signe opposé donne une dislocation de translation ($\vec{b}$ parallèle à l'axe cholestérique).

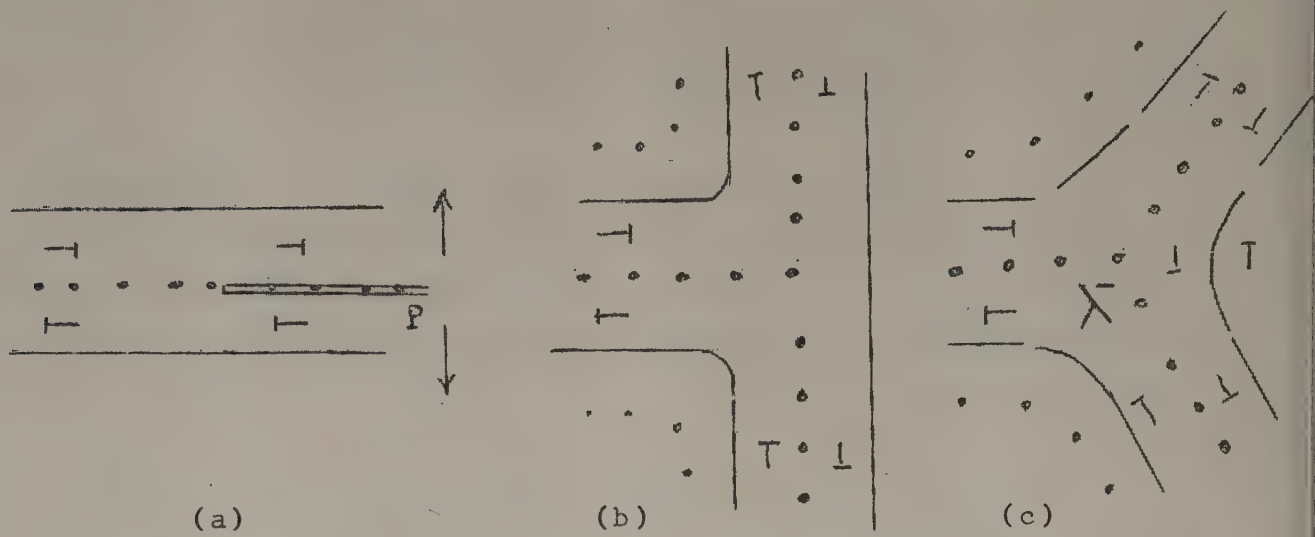
Toutes ces dislocations peuvent être engendrées par le processus de Volterra. Les dislocations de rotations sont aussi appelées disclinaisons (ou encore disclination et disinclinaison), Naborro[15] (1967).

Pour éviter toute confusion de langage, nous dirons qu'une dislocation (L) de translation ($\vec{b}$ parallèle à l'axe cholestérique) est une dislocation χ si $\vec{b} \,//\, \vec{L}$ ou une dislocation coin si $\vec{b} \perp \vec{L}$. Ce choix de dénomination peut paraître arbitraire car les dislocations coin (paire p ou $\frac{p}{2}$) sont équivalentes topologiquement aux dislocations $\chi(\mp \frac{1}{2})$ et $\chi(\pm 1)$ dont elles représentent simplement la dissociation quand ces lignes sont parallèles aux plans cholestériques.

2.1. Disclinaison[13] τ et λ

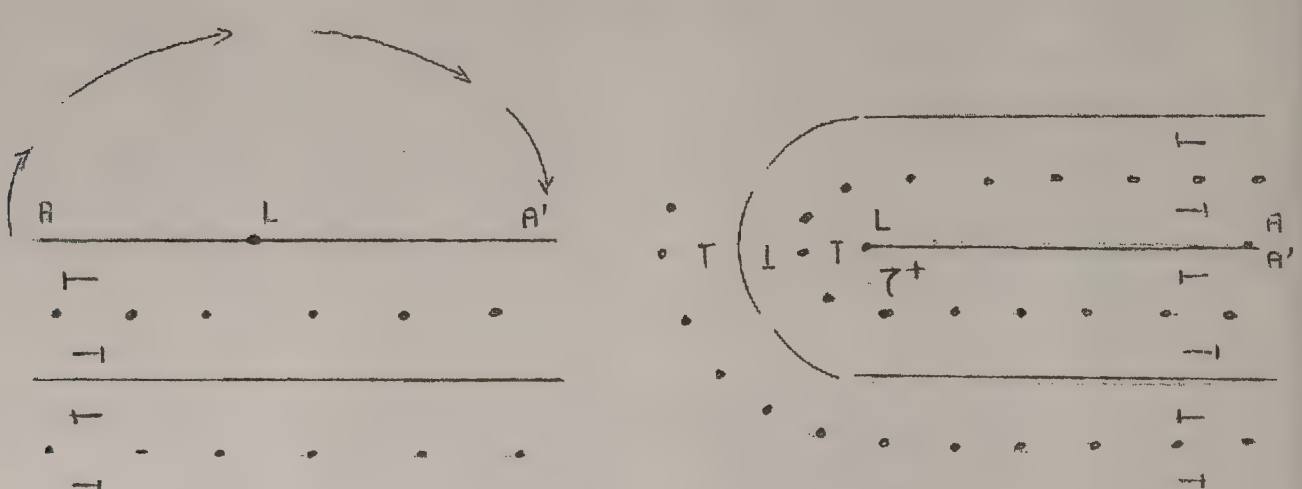
Soit une phase cholestérique et un demi-plan fictif p parallèle au plan cholestérique, limité par un axe parallèle aux molécu-

les, ou perpendiculaires. On ouvre le cristal de π et on recolle du cristal parfait ; on laisse relaxer. La configuration est dessinée ci-dessous (c).



La disclinaison obtenue en rajoutant de la matière est une disclinaison négative que l'on dénomera λ^- si elle est parallèle aux molécules du plan ou τ^- si elle est perpendiculaire. La figure est dessinée pour une λ^-.

De la même manière on peut partir d'un cristal que l'on a coupé perpendiculairement aux plans, (on enlève de la matière) et l'on recolle les deux lèvres comme on le montre ci-dessous.



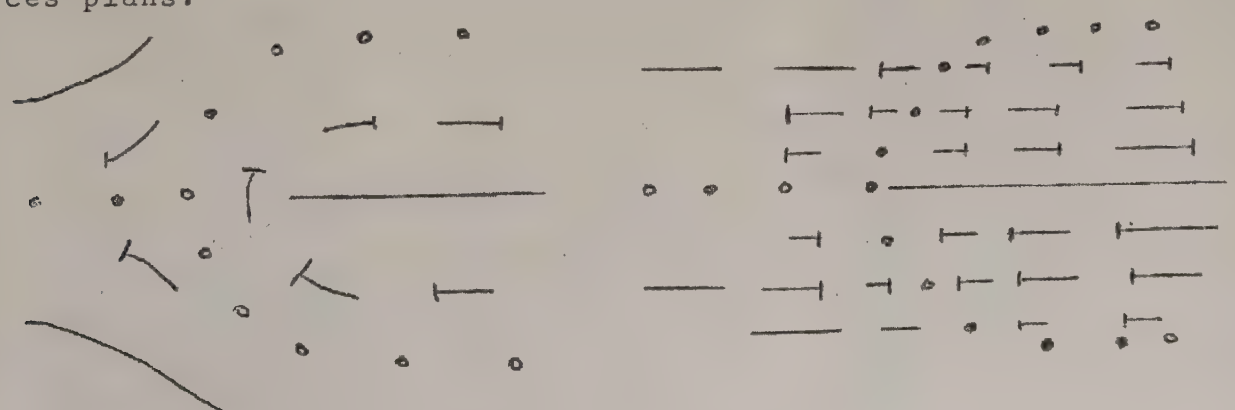
On obtient une disclinaison de type positif, que l'on appellera suivant la même convention τ^+ ou λ^+; suivant un circuit Γ autour de la disclinaison, la rotation des molécules autour de la ligne est de même sens que le sens de parcours de Γ (λ^+, τ^+) ou de sens contraire (λ^-, τ^-) et égale à π dans ces cas particuliers.

2.2. Dislocation coin

Comme dans les cristaux deux disclinaisons d'axe de rotation perpendiculaire à l'axe cholestérique, et de signe opposé peuvent s'accoupler[12,13]. On appellera paire les dislocations de translation ($\vec{b} \perp \vec{L}$) formées par deux telles disclinaisons. En langage de dislocation, la dislocation coin est dissociée en deux disclinaisons (λ^+ et λ^- par exemple). Kleman et Friedel ont montré que les disclinaisons τ et λ sont nécessairement rectilignes, mais que par contre les paires peuvent prendre des formes quelconques, comme cela est observé expérimentalement. On appellera paire $\frac{p}{2}$ et paire p les paires de vecteur de Burgers $\frac{p}{2}$ et p. Ce modèle de Kleman et Friedel permet d'expliquer les instabilités des paires p en présence d'un champ magnétique[16].

Dans la figure ci-dessous on donne deux modèles de dislocation coin de vecteur de Burgers $\frac{p}{2}$; (a) coin dissocié au paire $\frac{p}{2}$ et (b) modèle de De Gennes[11].

Une différence entre ces deux modèles est qu'en (a) les plans cholestériques sont courbés près du coeur, en (b) les plans cholestériques restent partout horizontaux, et les molécules restent dans ces plans.

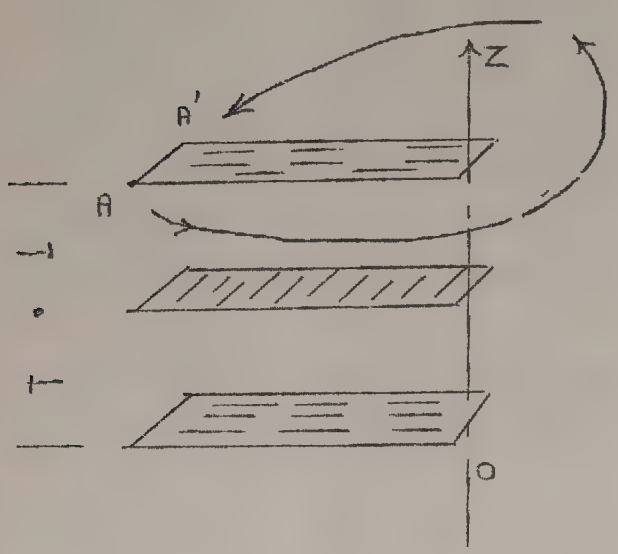


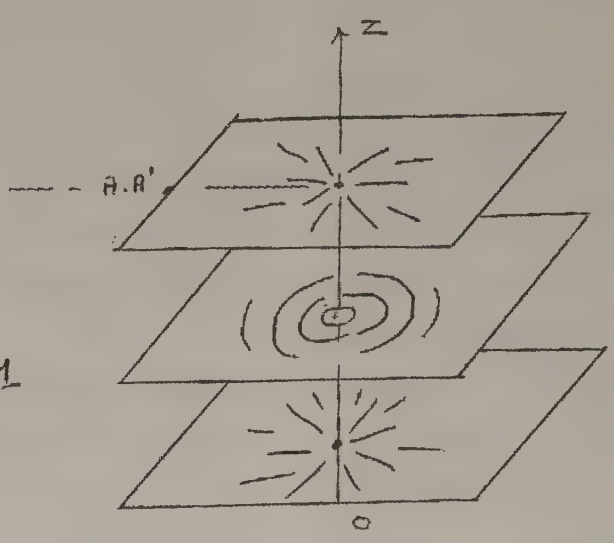
(a) Modèle de Friedel-Kleman (b) Modèle de De Gennes

2.3. Dislocation χ

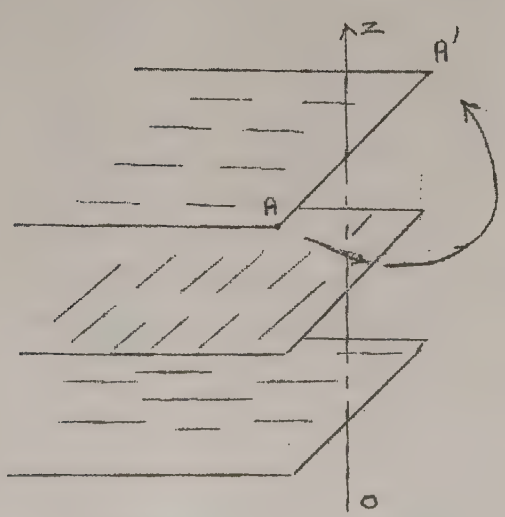
2.3.1. Dislocations considérées comme disclinaisons d'axe de rotation parallèle à l'axe cholestérique

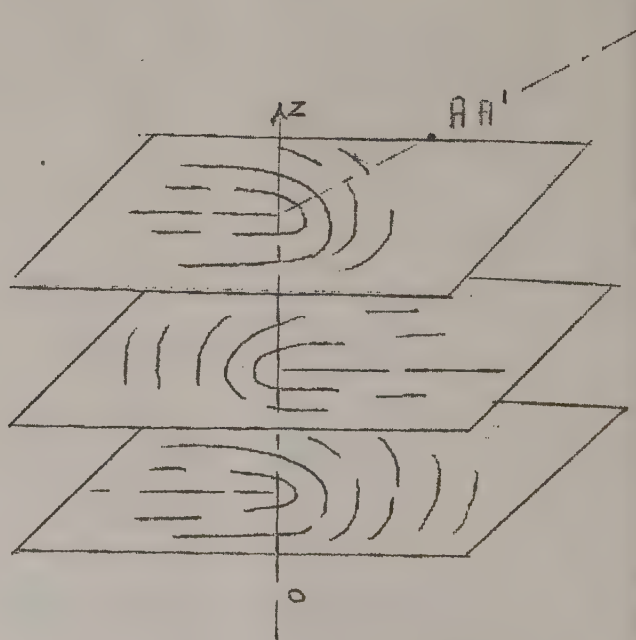
Le processus de Volterra est le suivant : soit par exemple un cristal cholestérique que l'on a coupé (tranche fine cholestérique), on referme les lèvres du cristal par rotation de 2π autour de l'axe cholestérique Oz. On obtient le long de l'axe une ligne de singularité appelé ligne de dislocation de rotation $\Omega = (2\pi)$ ou dislocation χ d'ordre $s = \frac{\Omega}{2\pi} = +1$. Les dislocations de plus faible ordre sont les dislocations de rotations $\Omega = \mp \pi$ car il n'y a pas de différence entre $\vec{n}$ et $-\vec{n}$: n étant le directeur des molécules, les molécules n'ayant pas de polarité.





$S = +1$





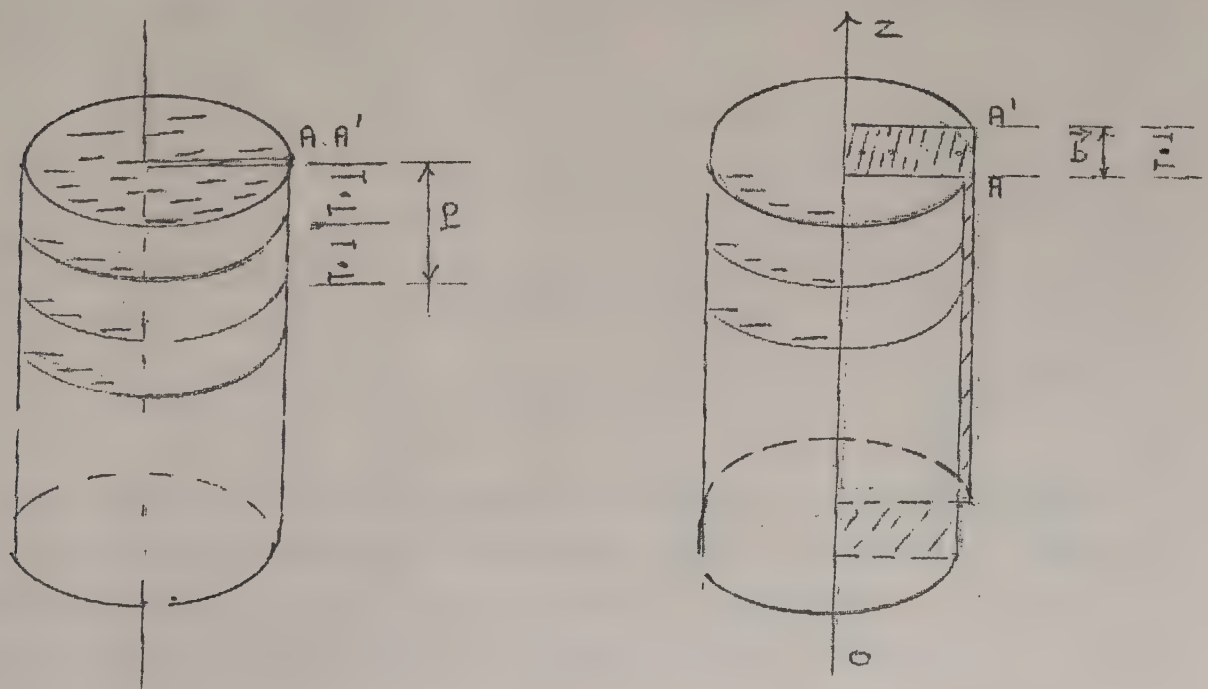
$S = +\frac{1}{2}$

Le cas particulier dessiné en (a) correspondant à s = + 1 ou ($\Omega = + 2\pi$) donne des faciès différents de l'orientation des molécules dans les plans cholestériques. On passe d'un plan à un autre non pas par rotation du motif comme ce serait le cas avec les dislocations d'ordre différent, cas (b), mais par rotation de chaque molécule autour de son centre de gravité.

Les différents aspects de l'orientation moléculaire autour de ces défauts dans les nématiques ont été donnés dès 1920 par Friedel puis par Frank en 1958.

2.3.2. Dislocations considérées comme des dislocations vis

On coupe une partie du cristal liquide perpendiculairement aux plans cholestériques et limité par un axe vertical Oz parallèle à l'axe cholestérique. On déplace les lèvres du cristal d'une quantité $\vec{b} = \frac{np}{2}$. Ces dislocations sont équivalentes aux dislocations de rotation décrites précédemment. En effet soit $\overset{\frown}{AA'}$ le chemin circulaire autour de Oz restant dans le plan cholestérique déformé, la rotation des molécules le long de ce circuit, autour de Oz, est nulle, elle est égale à $n\pi$ le long du chemin vertical $\overrightarrow{A'A} = \vec{b}$, la dislocation de translation $|\vec{b}| = \frac{np}{2}$ est donc équivalente à une dislocation de rotation $|\Omega| = n\pi$. Le signe de la dislocation dépend de la chiralité du cholestérique et de la translation $\vec{b}$.



2.3.3. Energie des dislocations χ

L'énergie de distorsion de Frank-Oseen[9][14] est de la forme

$$E = \frac{1}{2} K_1 (d\vec{\omega}\vec{n})^2 + \frac{1}{2} K_2 (\vec{n}.\text{rot}\ \vec{n}+q_o)^2 + \frac{1}{2} K_3 (\vec{u}\Lambda\text{rot}\ \vec{n})^2 \qquad (1)$$

q_o est la torsion d'équilibre

$\vec{n}$ est le directeur des molécules et

K_1, K_2, K_3 les constantes élastiques associées aux distorsions de divergence (a), de torsion (b) et de flexion (c).

(a) (b) (c)

Dans le cas où le pas est très grand (cas nématiques $q_o = 0$), et où $\vec{n}$ reste parallèle à un plan (modèle planaire) la minimisation de l'équation (1) donne :

$$\Delta\phi = 0$$

ϕ étant l'angle de $\vec{n}$ avec l'axe $\vec{Ox}$.

Les solutions qui représentent les dislocations de rotation sont celles où ϕ n'est pas fonction de r soit :

$$\phi = S\theta + \theta_o$$

ϕ devant être une fonction uniforme de θ l'angle polaire, S est égal à $\frac{n}{2}$; n étant un entier. S est appelé l'ordre de la dislocation. Les dislocations de plus faible ordre correspondent à n = 1 soit $S = \frac{1}{2}$. L'orientation des molécules autour de ces défauts

d'ordre ∓ 1 et $\mp \frac{1}{2}$ est dessinée dans les figures 20 et 21 du chapitre III.2.

Connaissant la configuration dans un plan cholestérique, on déduit la configuration dans un autre plan distant de z par rotation dans ce plan de chaque molécule autour de son centre de gravité et d'une quantité $\frac{2\pi}{p}z$ et suivit par une translation (z) parallèle à l'axe cholestérique. Ceci peut se ramener à une rotation hélicoïdale du facies dans un plan cholestérique pour les dislocations $\chi(-1)$ et $\chi(\mp \frac{1}{2})$. La dislocation $\chi(+1)$ est la seule dislocation, autour de laquelle le facies dans les plans cholestériques change.

L'énergie d'une dislocation d'ordre S est déduite de (1) et (2) : dans le cas où $K_1 = K_2 = K_3 = K$

$$E = \frac{1}{2} K \int (\text{grad } \theta)^2 \, dv$$

soit par unité de longueur de ligne :

$$E = \pi K S^2 \, \text{Log} \frac{\rho_{max}}{a} + E_o$$

où ρ_{max} est une dimension de l'échantillon (la plus petite) ou une distance moyenne entre lignes de dislocations et, a, une distance de l'ordre de grandeur d'une dimension moléculaire (20 Å). On voit que l'énergie d'une dislocation est proportionnelle au carré de l'ordre. Les dislocations de faible ordre $S = \mp \frac{1}{2}$ sont donc plus stables que celles d'ordre (∓ 1).

Deux dislocations d'ordre S de même signe se repoussent car l'énergie de ces deux dislocations $E \simeq 2S^2$ est inférieure à l'énergie $E \simeq (2S)^2$ de la dislocation équivalente d'ordre 2S. Par contre deux dislocations de signe opposé $(\mp S)$ s'attirent et s'annihilent pour annuler la distorsion moléculaire.

On trouvera dans l'article d'Ericksen[18] une discussion sur les énergies de tension des lignes de dislocation.

La présente étude porte sur les propriétés des dislocations de translation (coin et χ) dans les cholestériques à grand pas.

Dans les chapitres II.1 et II.2 on montre comment on peut créer de telles dislocations coin, ce qui nous permettra de donner une estimation de l'énergie de ligne, puis on expliquera dans le chapitre II.3 les propriétés de ces dislocations par le fait que ces lignes ont des coeurs nématiques : les directeurs des molécules près du coeur sont parallèles à la ligne.

Dans les chapitres III.1, III.2 et III.3 on décrit et on explique les propriétés des dislocations χ par ce même effet de coeur nématique.

REFERENCES

(1) F.REINITZER, Wiener Monatsh.Chem., 9, 421 (1888)

(2) O.LEHMANN, Z.Phys.Chem., 4, 462 (1889)
O.LEHMANN, Flüssige Kristalle, Engelmann, Leipzig (1904)

(3) G.FRIEDEL, Ann.Physique, 18, 273 (1922)

(4) F.GRANDJEAN, Bull.Soc.Fr.Min., 39, 164 (1916)
CRAS, 172, 71 (1921)

(5) C.MAUGUIN, Bull.Soc.Franc.Miner.Crist. (1911), Traité de Chimie Organique, 1, V.Grignard Ed. (Masson, Paris, 1947) p.82

(6) G.W.GRAY, Molecular Structure and the Properties of Liquid Crystals, Academic Press, Bew York (1962)

(7) I.G.CHRISTYAKOV, Sov.Phys.Uspekhi, 9, 551 (1967)

(8) P.CHALETAIN, Bull.Soc.Franç.Miner.Crist., 77, 323 (1954)

(9) F.C.FRANK, Disc.Faraday Soc., 25, 19 (1958)

(10) R.CANO, Thèse, Montpellier 1966
Bull.Soc.Franc.Mineral., 91, 20 (1968)

(11) P.G.DE GENNES, CRAS, 266, 571 (1968)

(12) J.FRIEDEL et M.KLEMAN, Fondamental aspect of Dislocation theory (Nat.Bur.Stand Pub. 317, 1, 1970)

(13) M.KLEMAN, J.FRIEDEL, Journ.Phys., 30 C_4, 43 (1969)

(14) OSEEN, Trans.Farad.Soc., 29, 883 (1933)

(15) F.R.N.NABARO, Theory of Crystal Dislocation, Oxford, 1967, p.672

(16) ORSAY LIQUID CRYSTAL GROUP, Journ.Phys., 20, C_4, 43 (1969)

(17) BOULIGAND, Thèse, Paris (1972)

(18) J.L.ERICHSEN, "Liquid Crystals and ordered Fluids", Plenum Press N.Y. (1970)

DEUXIEME PARTIE

DISLOCATIONS COINS

C H A P I T R E II.1

CREATION DE LIGNES DE DISLOCATION COIN DANS UN CHOLESTERIQUE PAR L'APPLICATION D'UN CHAMP MAGNETIQUE

Dans une goutte de cholestérique à surface libre, il n'y a pas de lignes de discontinuité, analogue à celles observées dans un coin de Grandjean-Cano ; l'application d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe hélicoïdal impose peu à peu une seule direction préférentielle des molécules à la surface par rapport au champ. On observe que pour un champ critique H_L, l'orientation des molécules en surface est partout uniforme à $\frac{\pi}{4}$ par rapport au champ, et qu'il y a formation d'un réseau de lignes de dislocation analogue à celui observé dans la géométrie de Grandjean-Cano. A la transition, l'estimation de l'énergie de paroi permet de donner un ordre de grandeur de l'énergie de ligne.

1. INTRODUCTION

Dans la géométrie de Grandjean-Cano, l'orientation des molécules aux parois est fixée par la direction du clivage du cristal, ou la direction de frottement de la lamelle et de la lentille. Les lignes de dislocation observées correspondent à des sauts discontinus du nombre de demi-pas, et permettent de satisfaire les conditions aux limites imposées par les parois.

Dans une goutte à surface libre, les molécules sont ancrées à la surface inférieure, mais à l'interface cholestérique-air, aucune orientation n'est imposée, on n'observe pas les réseaux de lignes de disclinaisons ; l'orientation à la surface varie continuement, - lorsque les molécules ont tourné de π, la hauteur a varié de $\frac{p}{2}$, et il n'y a aucune torsion dans la préparation, alors que dans le coin de Grandjean-Cano, celle-ci est maximum, de part et d'autre des lignes de disclinaison.

Les préparations cholestériques étudiées ont un pas de 20 à 70 microns et sont obtenues par addition de traces de nonanoate de cholesterol à du cristal liquide nématique (MBBA) ; on dépose une goutte sur une lamelle de verre frottée, de manière à avoir une même orientation des molécules ancrées sur la surface de la lamelle Le pas étant très grand par rapport à la longueur d'onde, le vecteur polarisation de la lumière rentrant parallèlement à la direction du frottement, suit la rotation des molécules du cholestérique. On observe entre nicols croisés un réseau de franges noires étendues, correspondant aux lignes de niveaux de la goutte, et qui ont été décrites par Maugin et Friedel[2].

On passe d'une france noire à une autre de même contraste en tournant l'analyseur de 180° (au cours de cette rotation, le contraste peut changer énormément). L'espacement d entre deux franges de même type dépend de l'angle α que fait la surface libre avec le plan horizontal de la lamelle, dans nos expériences $d \simeq 200$ à 400 microns.

Observation :

Si on applique un champ magnétique H parallèle à la direction de frottement, (et aux plans cholestériques), on voit les franges noires disparaitre peu à peu, indiquant ainsi que l'orientation des molécules à la surface libre change.

En tournant l'analyseur de 45° on fait réapparaître les franges noires et on note qu'alternativement une frange sur deux s'épaissit, et l'autre rétrécit, ce qui indique que l'application d'un champ magnétique favorise une seule orientation des molécules à la surface libre, à $\frac{\pi}{4}$ par rapport à la direction du champ.

Pour une valeur de champ magnétique, que l'on appellera H_L (inférieure au champ critique[6] H_c), $H_L \simeq 2$ Kg, $H_c \simeq 5$ Kg, il y a apparition de lignes de dislocation, la frange noire fine bordée de deux franges blanches a disparu et a été remplacée par une ligne de dislocation. Celle-ci correspond à une discontinuité de rotation de π du vecteur polarisation, à la sortie de la préparation cholestérique ; elle correspond à une discontinuité dans le pas, comme dans le coin de Grandjean-Cano elle permet un saut du nombre de demi-pas de part et d'autre de la ligne.

La photo I_a montre le réseau de lignes obtenues le long du bord de la goutte pour un champ $H \simeq H_L$ et la photo I_b montre le réseau de faisceaux lorsque le champ H est passé en-dessous de H_L.

Les photos II_a et II_b ont été prises après une recristallisation en surface d'impuretés rajoutées dans la préparation cholestérique[7]. L'orientation des molécules à la surface libre peut être ainsi visualisée directement.

Remarque :

Dans le cas précédemment décrit, l'axe hélicoïdal est vertical dans toute la préparation, l'échantillon est monocrystallin, et il le reste lorsque le champ magnétique atteint H_{cL}. Dans le cas où l'axe hélicoïdal tourne de manière continue et périodique, on obtient un réseau de faisceaux présentant des "virgules de Friedel"[3,4] comme sur la photo I_c, l'application d'un champ magnétique (photo I_d) fait disparaître peu à peu ces

"virgules" et on obtient une préparation cholestérique monocristalline, et possédant comme précédemment un réseau de lignes de dislocation.

2. NUCLEATION DES LIGNES

La nucléation peut se faire de plusieurs manières :

1°) Dans le cas de la figure I_a la nucléation se fait de manière continue, il semble bien que les lignes naissent à l'intérieur même du cholestérique. Si la nucléation se faisait à la surface libre sur des impuretés par exemple, on verrait croître les boucles de dislocation, pour former le réseau de lignes, ce genre de nucléation donnerait des champs critiques H_L très variables, et les différentes lignes n'apparaîtraient pas, pour la même valeur de ce champ.

Par contre la disparition se fait de manière discontinue lorsque l'on passe en-dessous de H_L, le réseau semble être métastable, pour une certaine valeur du champ 2 Kg < H < 1 Kg, il y a rupture de la ligne à un endroit, comme on le montre sur la photo I_a, les deux bouts de la ligne viennent vraisemblablement à la surface, et l'éloignent très vite l'un de l'autre pour laisser apparaître le réseau de faisceaux initial.

2°) La nucléation de la ligne peut se faire également par des défauts déjà existant dans la préparation, défauts ponctuels aux lignes de disclinaison. Dans les préparations cholestériques à grand pas (20 à 100 μ), les lignes de dislocation d'ordre $(\mp \frac{1}{2})$ n'existent quasiment pas. Lorsque l'on applique le champ magnétique, les paires p, ou les dislocations $X(\mp 1)$ se déforment et viennent suivre le bord de la préparation. Au bout d'un certain temps, on obtient un réseau de lignes de dislocation (paires p) deux fois plus espacées que si c'étaient des lignes simples[4] (paires $\frac{p}{2}$).

Dans ce cas, la nucléation se fait lentement, mais elle est accélérée en augmentant le champ magnétique, on ne peut cependant augmenter considérablement le champ car alors on atteint le champ $\frac{H_c}{2}$ d'instabilité des paires p[4,5].

Les différentes lignes n'apparaissent pas forcément en même temps. Sur la photo II_b on voit le réseau de lignes p pendant la nucléation, on peut remarquer que l'orientation des molécules à gauche de la boucle tourne pour venir à $\frac{\pi}{4}$ par rapport au champ, lorsque la boucle a avancé vers la gauche.

Le champ magnétique pour lequel cette nucléation se fait est inférieur au champ H_L. Il est difficilement mesurable à cause de la lenteur de la nucléation.

3. Interprétation

Nous nous limiterons au cas où l'échantillon est monocristallin et nous décrivons tout d'abord le comportement d'une lame mince cholestérique ayant une surface libre, en présence d'un champ magnétique.

Soit une pellicule cholestérique de pas p_o et de hauteur z. Pour $p_o \simeq 30\ \mu$, $q_o \simeq 2.10^3\ cm^{-1}$, le champ critique[6] $H_c \simeq \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{K_2 q_o}{\chi_a}}$ est de l'ordre de 5 Kg, ce qui correspond à un rapport de $\frac{K}{\chi_a}$ de l'ordre de 2,5.

1) Calcul simplifié

Considérons des champs $H \lesssim 0{,}5\ H_c$ dans ce domaine, en milieu infini, on sait que l'hélice cholestérique n'est pratiquement pas distordue. Supposons donc que l'arrangement moléculaire est de la forme $\theta = qz$, θ étant l'angle des molécules avec le champ H ; l'énergie magnétique vaut :

$$E_{cm}3 = -\frac{1}{2}\chi_a H^2 \frac{\int_o^z \cos^2\theta(z)\,dz}{\int_o^z dz}$$

$$E_{cm}3 = -\frac{1}{4}\chi_a H^2 - \frac{1}{8}\chi_a H^2 \frac{\sin 2qz}{qz}$$

Si cette énergie intervenait seule, la minimisation par rapport à q donne la valeur de l'angle $\theta = qz$, des molécules en surface avec la direction du champ magnétique (parallèle à la direction des molécules à la surface inférieure de la lamelle).

$$\theta = qz \simeq \frac{\pi}{4} + k\pi \qquad \text{avec } k \geq 1$$

Sur la figure (1) sont dessinés deux cholestériques droit et gauche de hauteur z telle que l'énergie par unité de volume soit minimum. Ces deux systèmes avec le champ magnétique sont l'image l'un de l'autre dans un miroir.

2) Inclusion de l'énergie de torsion

L'énergie totale est :

$$E = \frac{1}{8}\frac{\chi_a H^2}{qz}\sin 2qz + K_2(q - q_o)^2$$

en minimisant par rapport à q :

$$\frac{q - q_o}{q_o} = \frac{1}{16}\frac{Z}{\xi^2 q_o}\frac{2x\cos 2x - \sin 2x}{x^2}$$

où ξ est la longueur de cohérence $\xi = \frac{1}{H}\sqrt{\frac{K_2}{\chi_a}}$ et $x = qz$.
Pour x voisin de $\frac{\pi}{4} + n\pi$ ceci donne :

$$\frac{q - q_o}{q_o} = \frac{1}{16}\frac{1}{(q_o\xi)^2}\frac{1}{q_o Z} = \frac{\pi^2}{56}\left(\frac{H}{H_c}\right)^2\frac{1}{q_o Z}$$

On voit que pour $q_o Z > 1$ et $H < 0{,}5\ H_c$, $q - q_o$ est négligeable devant q_o.

En conclusion, l'application d'un champ magnétique ($0{,}5\ H_c$) à une lame à faces parallèles, impose à la surface libre une orientation uniforme des molécules.

3) Ordre de grandeur de l'énergie de mur : analogie avec les nématiques

Dans le coin cholestérique, lorsque le champ H croît, les domaines pour lesquels les molécules en surface sont $\frac{\pi}{4}$ par rapport au champ croissent, entre deux domaines heureux il y a une zone étroite où les molécules tournent de π.

Des zones d'inversion de l'alignement, ou mur, dans un nématique en présence d'un champ magnétique ont été décrites par Helfrich [9].

Des murs séparant nématique et cholestérique ont été aussi observés [11]. Les figures 2a et 2b montrent de tel mur dans un nématique, analogue aux parois de Néel dans un ferromagnétique, et ne faisant intervenir que la flexion et la divergence des molécules. Dans le cholestérique (figure 2c) on passe de manière continue du schéma 1a au schéma 1b distant de $\frac{P}{4}$. Helfrich[10] a calculé l'énergie de tels murs (figure 2a et 2b) dans un nématique. L'énergie par unité de volume est de la forme $\frac{K}{\xi^2}$ où ξ est la largeur de cohérence magnétique et K la constante élastique (dans le cas isotrope $K_1 = K_2 = K_3$). L'énergie E_M d'un mur d'épaisseur $\xi_{(H)}$ et de hauteur P dans un cholestérique, dans l'hypothèse où celle-ci ne diffère pas trop de celle d'un mur dans le cas nématique serait donc de l'ordre de :

$$\frac{K}{\xi^2} \times \xi \times P \text{ soit } \quad (K \chi_a)^{1/2}\ H.P.$$

A la transition, le mur est remplacé par une ligne de dislocation, l'énergie E_L de ligne serait donc de l'ordre de $E_L = E_M \tilde{\sim} (K \chi_a)^{1/2}\ H_L . P$

de qui donne comme ordre de grandeur d'énergie de ligne 10^{-5} ergs/cm pour $K = 10^{-6}$ cgs , $\chi_a = 10^{-6}$ cgs et $H_L = 2$ Kg.

Cette énergie est 10 fois plus forte que l'énergie estimée par Friedel et Kléman[5,8] en assimilant la paire à un dipôle à la distance $\frac{P}{2}$, soit $E_o = \frac{K_2}{8} \log \frac{P}{a} \simeq K_2$. Il serait intéressant de déterminer la configuration exacte d'un mur dans un cholestérique en partant des équations de Frank, et d'en déduire la valeur exacte de l'énergie.

4. CONCLUSION

La nucléation de lignes en présence d'un champ magnétique permettrait de déterminer expérimentalement l'ordre de grandeur de l'énergie de ligne. Cette nucléation peut se faire à partir de défauts déjà existants, ou de manière continue ; dans ce cas le remplacement progressif d'un mur par une dislocation pose des problèmes d'ordre topologique qu'il serait intéressant d'étudier. La structure proposée du mur (Fig.2b) est peut-être approchée, les constantes élastiques K_1, K_2 et K_3 n'étant pas égales dans nos mélanges.

REFERENCES

(1) F.GRANDJEAN, C.R.Acad.Sci.Paris, 172, 71 (1921)

(2) G.FRIEDEL, Ann.Phys., 18, 273 (1922)
Ch.MAUGIN, Ann.Phys., 18, 71 (1922)

(3) R.CANO, Bull.Sco.Franc.Mineral., 91, 20 (1968)

(4) ORSAY LIQUID CRYSTAL GROUP, Journ.Phys., 20 C_4, 43 (1969)

(5) M.KLEMAN, J.FRIEDEL, Journ.Phys., 30 C_4, 43 (1969)

(6) P.G.DE GENNES, Sol.State Comm., 6, 163 (1968)

(7) J.RAULT, C.R.A.S., 272, 1275 (1971)

(8) J.FRIEDEL, Dislocation (Pergamon Press), page 40

(9) R.WILLIAMS, Phys.Rev.Letters, 21, 342 (1968)

(10) W.HELFRICH, Phys.Rev.Letters, 21, 1518 (1968)

(11) R.B.MEYER, Thèse Harvard (1969)

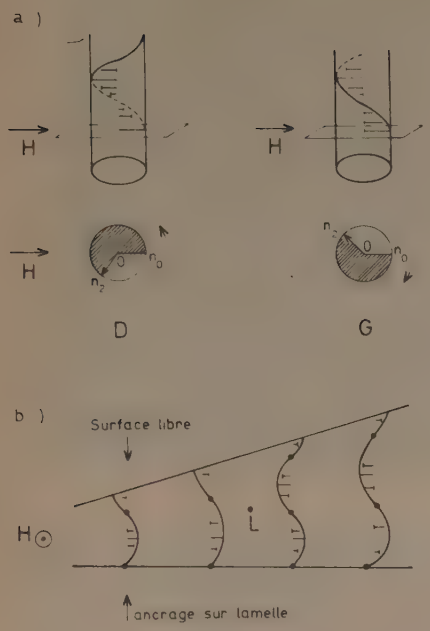


Fig. 1 a) Cholestérique droit (D) et gauche (G), d'énergie minimum en présence d'un champ magnétique parallèle à l'orientation des molécules ancrées sur la lamelle.

b) Apparition d'une ligne de disclinaison (p/2) lorsque l'orientation des molécules à la surface libre est à $\pi/4$ par rapport au champ.

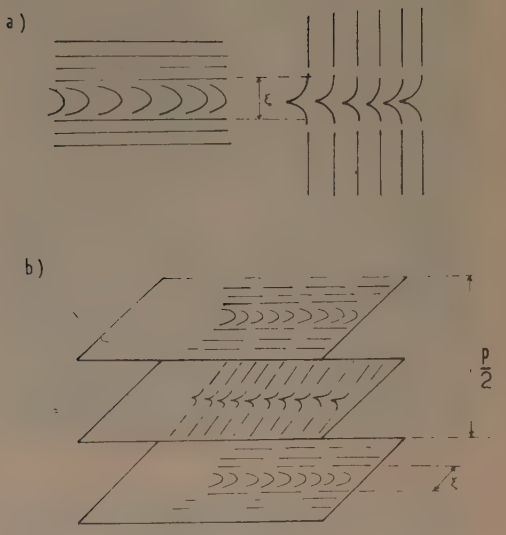


Fig. 2 a) Mur dans un nématique analogue aux parois de Néel.

b) Mur dans un cholestérique.

L'épaisseur du mur est de l'ordre de la longeur de cohérence magnétique $\xi(H)$.

Planche - I

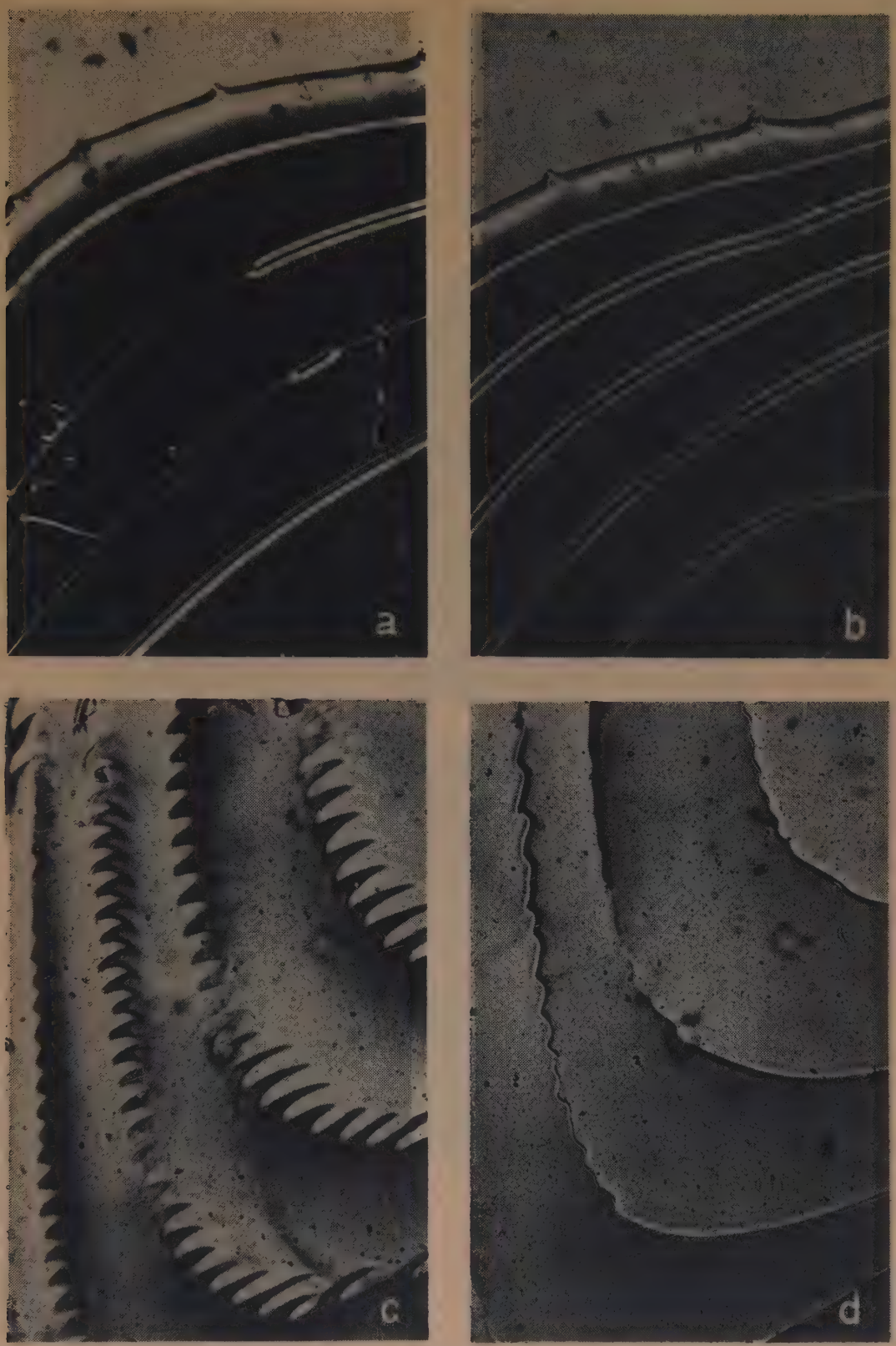
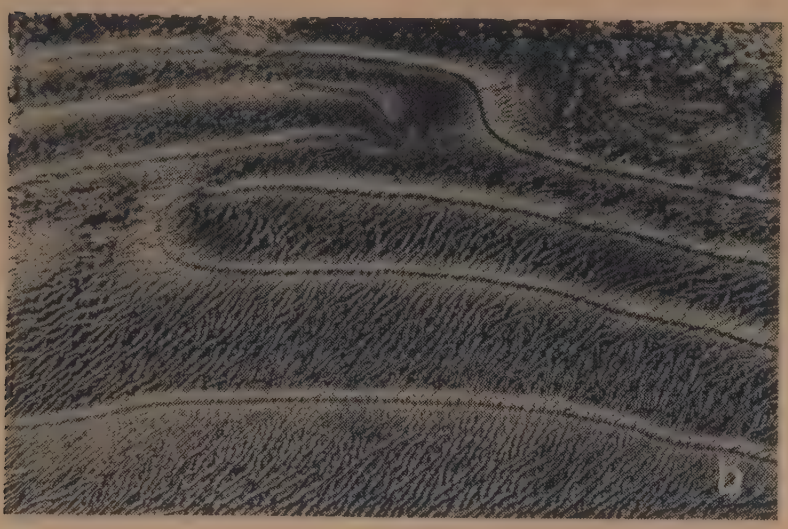


Planche - II



PLANCHES

Planche I

a) Réseau de lignes créé par l'application d'un champ magnétique H. Les lignes disparaissent lorsque $H < H_{cL}$.

b) Faisceaux d'inégale largeur obtenus lorsque les lignes ont disparu. $H < H_{cL}$.

c) Réseau de "virgules de Friedel" en champ nul.

d) Réseau de lignes obtenu par l'application d'un champ magnétique de 2 Kg sur la préparation montrée en (c).

Planche II

Mise en évidence de l'orientation des molécules sur la surface libre du cholestérique, à $\frac{\pi}{4}$ par rapport à la direction du champ magnétique.

a) Paires $\frac{p}{2}$ obtenues lorsque $H \approx H_{cL}$.

b) Paires p obtenues lorsque $H < H_{cL}$ par nucléation lente.

C H A P I T R E II.2

CREATION DE LIGNES DE DISLOCATION COIN DANS UN CHOLESTERIQUE PAR TORSION MECANIQUE

Après avoir rappelé la méthode de Meyer[1] de création et de stabilisation des boucles de dislocation dans les nématiques, on montre que des boucles de dislocation, de toutes sortes (paire $\frac{p}{2}$, paire p, ligne de Neel et paire hélicoïdale) peuvent être créées dans un cholestérique par rotation et déplacement d'une lamelle par rapport à l'autre. En stabilisant de telles boucles on peut mesurer l'énergie de ligne.

1. METHODE DE MEYER[1]

Meyer a décrit récemment une méthode simple de formation de boucles de dislocation dans un nématique. L'application d'un champ magnétique permet de les stabiliser et on peut ainsi déterminer l'énergie de ligne.

Le cristal liquide nématique est mis entre lamelles de verre frottées, de direction de frottement perpendiculaire. La torsion du nématique peut être droite (D) ou gauche (G). Energétiquement ces deux torsions (D) et (G) sont équivalentes. Entre deux domaines il y a une ligne de singularité. La boucle formée relaxe, car lorsque le diamètre diminue le gain d'énergie du système est $-2\pi Z\, dR$; Z étant l'énergie de ligne par unité de longueur.

Par application d'un champ magnétique à 45° par rapport aux directions de frottement, on favorise un des deux domaines ; celui où les molécules au milieu de l'échantillon sont parallèles au champ.

La torsion D ou G à l'intérieur de la boucle peut être déterminée de la façon suivante : par application d'un champ électrique perpendiculaire à l'échantillon, on obtient des domaines de Williams[2] perpendiculaires à la direction moyenne des molécules.

Une boucle étant formée, on visualise l'orientation des molécules au milieu de l'échantillon par ce procédé, puis on applique un champ magnétique pour favoriser le milieu intérieur. La stabilisation de la boucle de rayon R_c se fait pour un champ H_c.

L'énergie magnétique dans un volume de hauteur h et de surface unité dans les milieux D et G est :

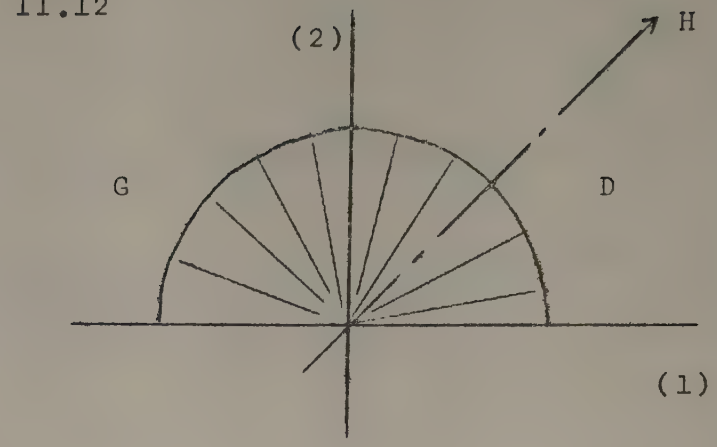
$$dE_D = -\frac{1}{2} \cdot \chi_a H^2 . 2 \int_0^{\frac{\pi}{4}} \cos^2\theta \, dz$$

$$dE_G = -\frac{1}{2} \chi_a H^2 . 2 \int_{\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2\theta \, dz.$$

Le gain d'énergie magnétique du système lorsque le rayon de la boucle a diminué de dR est :

$$dE = dE_D - dE_G$$

$$dE = 2\chi_a H^2 \frac{h}{\pi} 2\pi R.dR$$



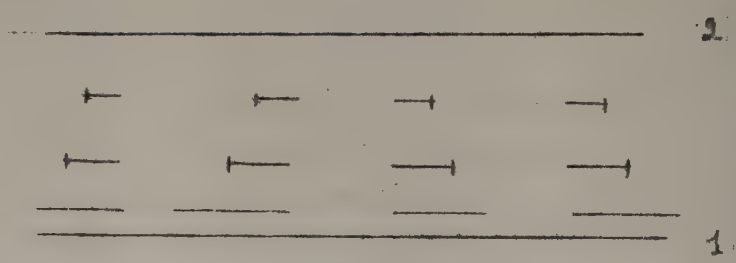


Figure 1

le gain d'énergie de ligne est : $2 \pi \tau dR$

d'où à l'équilibre $\tau = 2 \chi_a H_c^2 R_c \frac{h}{\pi}$

Nous donnons dans le paragraphe suivant une autre méthode de stabilisation des boucles de dislocation dans les cholestériques.

2. FORMATION DE BOUCLES DE DISLOCATION PAR TORSION MECANIQUE

La préparation cholestérique est mise entre une lamelle de verre et une lentille possédant une calotte parallèle à la lamelle comme on le montre sur la figure ci-après.

La lentille est solidaire de l'objectif et peut tourner autour de l'axe du microscope. La torsion du milieu entre la lentille et la lamelle se fait soit par rotation de (L) soit par

déplacement vertical de (L), soit par ces deux processus.

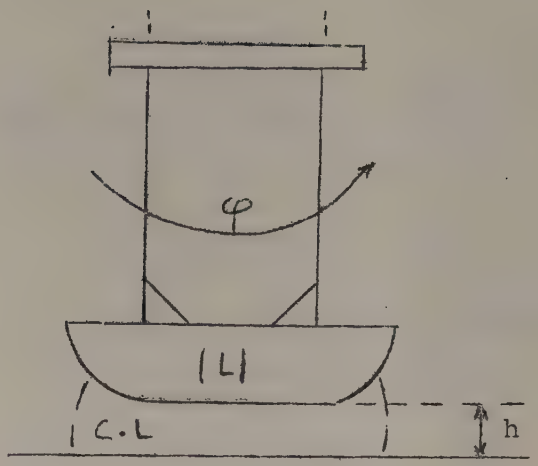


Figure 2

Le signe de la torsion est déterminé par le sens de rotation de (L) ou par le sens du déplacement h de (L). Pour un cholestérique gauche, l'observateur regardant la préparation, la rotation de L dans le sens direct produit une torsion gauche, la rotation de L dans le sens indirect produit une torsion droite. (Il s'agit ici de torsion supplémentaire à la torsion déjà existante avant la rotation). Le déplacement de L vers l'observateur diminue la torsion. C'est l'inverse si on rapproche L de la lamelle.

Le produit d'une rotation ϕ de L dans le sens direct, par un déplacement $h = \frac{p}{2\pi}\phi$ de la lentille vers l'observateur ne change pas la torsion pour un cholestérique gauche. Ceci nous permet en partant d'une couche cholestérique d'épaisseur quasiment nulle, d'engendrer une couche cholestérique d'épaisseur quelconque parfaite, sans ligne de dislocation.

Par ces processus (rotation ϕ et déplacement h) on peut engendrer toutes sortes de boucles de dislocation, paires $\frac{p}{2}$, paires p, boucles hélicoïdales et ligne de Neel.

a) <u>Boucle $\frac{p}{2}$</u>

α) On part de la situation $h \simeq 0$ on lève (L) de $d \simeq \frac{p}{2}$ en tournant (L) de π. On obtient une couche cholestérique parfaite, on baisse peu à peu L pour une certaine valeur, une boucle de dislocation naît, et relaxe la torsion dans tout l'échantillon, il faut relever (L) pour stabiliser cette boucle. La boucle est du type (a) figure 3. Dans le paragraphe 3 on calculera l'énergie d'une telle boucle.

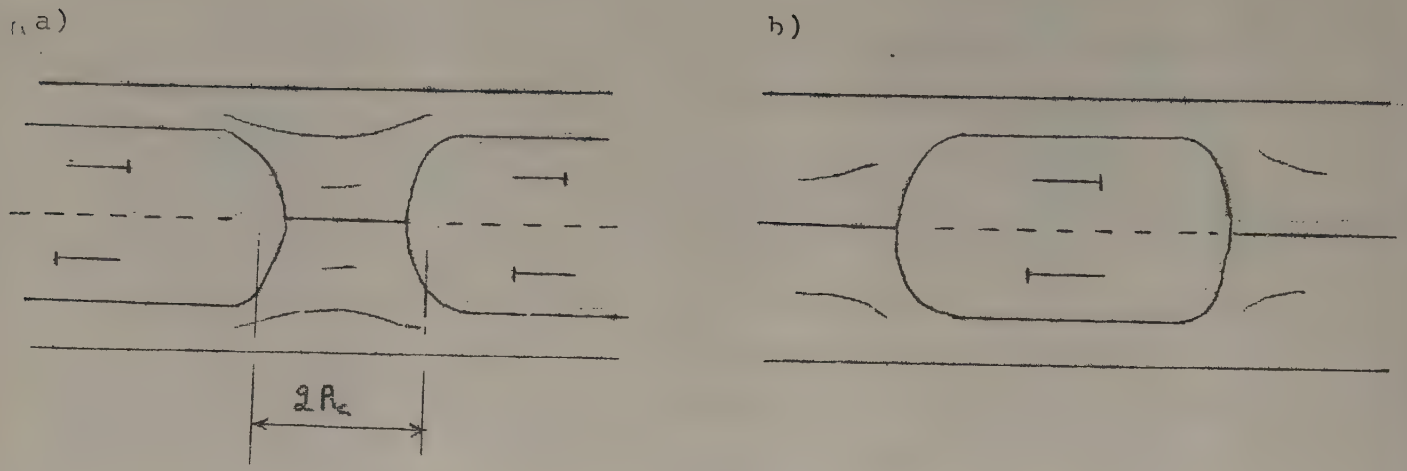


Figure 3

β) On part de h ≈ 0 on lève (L) sans tourner ($\Delta\phi = 0$) pour une certaine valeur de h il y a nucléation au centre de l'échantillon; d'une boucle de dislocation, on la stabilise en diminuant h. Cette boucle est du type b.

Remarquons que l'on peut créer à la fois des boucles (a) et (b) en faisant assez rapidement les opérations (α) et (β). Dans ce cas on ne peut les stabiliser en même temps.

On voit donc ces boucles se rapprocher les unes des autres et s'annuler. Cette annihilation ne sera pas possible dans le cas des boucles p.

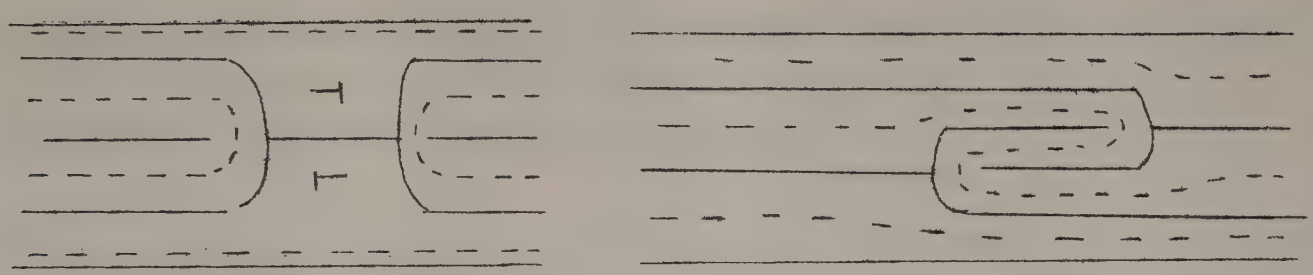
b) Boucle p

α) Boucle plane. On part de h ≈ 0, on lève (L) et on tourne ϕ de 2π. On forme une couche cholestérique de pas p et d'épaisseur p. On baisse (L), une boucle p est nucléée, et on la stabilise en relevant (L) quelque peu. Ces boucles qui introduisent un plan cholestérique supplémentaire à l'extérieur de la boucle présentent des singularités ponctuelles que nous analyserons dans le chapitre VI. L'énergie des boucles p est certainement inférieure à celle des boucles $\frac{p}{2}$, ceci expliquerait pourquoi dans ce cas α) on n'observe pas de boucles $\frac{p}{2}$.

β) Boucle hélicoïdale. On part de la situation h = p, on lève (L) de près de p pour qu'il y ait nucléation de boucle hélicoïdale. La nucléation de ces boucles se fait partout dans l'échantillon,

et il est difficile de n'en obtenir qu'une seule isolée. Ces boucles nucléent toujours pour la même torsion par unité de volume du milieu. Ceci peut être contrôler de la manière suivante :

On forme un coin de Grandjean-Cano. Des lignes p sont espacées régulièrement, et séparent la préparation cholestérique en zônes ayant 2 pas, 4 pas, 2 n pas. On lève (L) et voit apparaître successivement dans ces zônes des boucles hélicoïdales, lorsqu'on a déplacé (L) de 4 pas, 8 pas, 4 (n) pas.



α) Boucle plane

β) Boucle hélicoïdale

Figure 4

γ) Boucle de Néel. On part de h ≃ 0 et on tourne (L) de $\phi = F$ dans le sens indirect pendant le déplacement $d \simeq \frac{Po}{2}$, on fabrique ainsi une couche cholestérique de chiralité droite. (Le cholestérique à l'équilibre est gauche). La torsion si elle n'est pas relaxée par des paires $\frac{p}{2}$ est relaxée par une ligne de Néel, qui sépare deux domaines gauche et droit. On donne ci-après la coupe d'une telle boucle. Ces boucles peuvent présenter aussi des

irrégularités ponctuelles (voir chapitre VI), mais il n'y a aucune singularité dans l'orientation des molécules le long de cette ligne

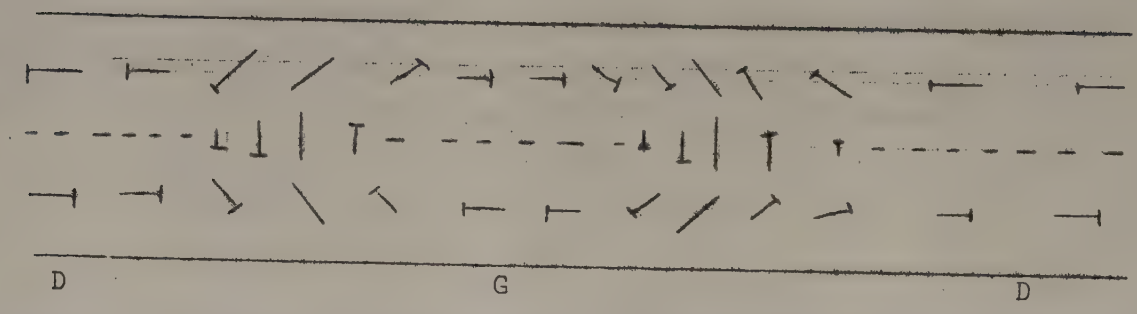


Figure 5 : Lignes de Néel (coupe d'une boucle) dans un ferromagnétique séparant deux parois D et G de Bloch ou dans un cristal liquide séparant deux milieux de chiralité différentes (D) et (G).

Seules les boucles $\frac{p}{2}$ et p peuvent être obtenues assez facilement, et isolées dans la préparation. On donne dans le paragraphe suivant une estimation de l'énergie de ligne.

3. ENERGIE DE LIGNE

Une bande $\frac{p}{2}$ est formée par le processus décrit dans le paragraphe 2a. Soit h la distance entre la lamelle et la lentille qui stabilise la boucle. Les torsions q_1 et q_2 dans les milieux intérieur et extérieur sont reliées par la relation :

$$q_2 = q_1 + \frac{\pi}{h}$$

L'accroissement de l'énergie de torsion, du système, lorsque la boucle croît de dR est :

$$dE_T = K\left[(q_o-q_1)^2 - (q_o-q_2)^2\right] 2\pi Rh\, dR$$

$$= K(q_2-q_1)\left[2q_o - (q_1+q_2)\right] 2\pi Rh\, dR$$

K étant l'énergie de Frank correspondant à la torsion à l'équilibre, ceci est égal à l'accroissement de l'énergie de ligne : $2\pi\tau\, dR$, τ étant l'énergie de ligne par unité de longueur. Nous supposons que τ est indépendant de R, ce qui parait vraisemblable lorsque $R \gg h$.

$$\tau = K(q_2-q_1)\{q_1+q_2-2q_o\}Rh$$

$$\tau = KR\pi\{q_1+q_2-2q_o\} \qquad (1)$$

L'équilibre de la boucle (R_c) est instable, car $\frac{\partial^2 E}{\partial R_c^2} \simeq 2q_o-q_1-q_2$ est négatif. La stabilisation est obtenue pour $(q_1+q_2-2q_o)$ positif.

A.N. : Dans nos expériences (figure 6)

$q_o = 3{,}14.10^{-1}\ cm^{-1}$

$q_1 = 2{,}6.10^{-1}\ cm^{-1}$

$q_2 = 5{,}2.10^{-1}\ cm^{-1}$

$R = 110\ \mu$

$h = 12\ \mu$

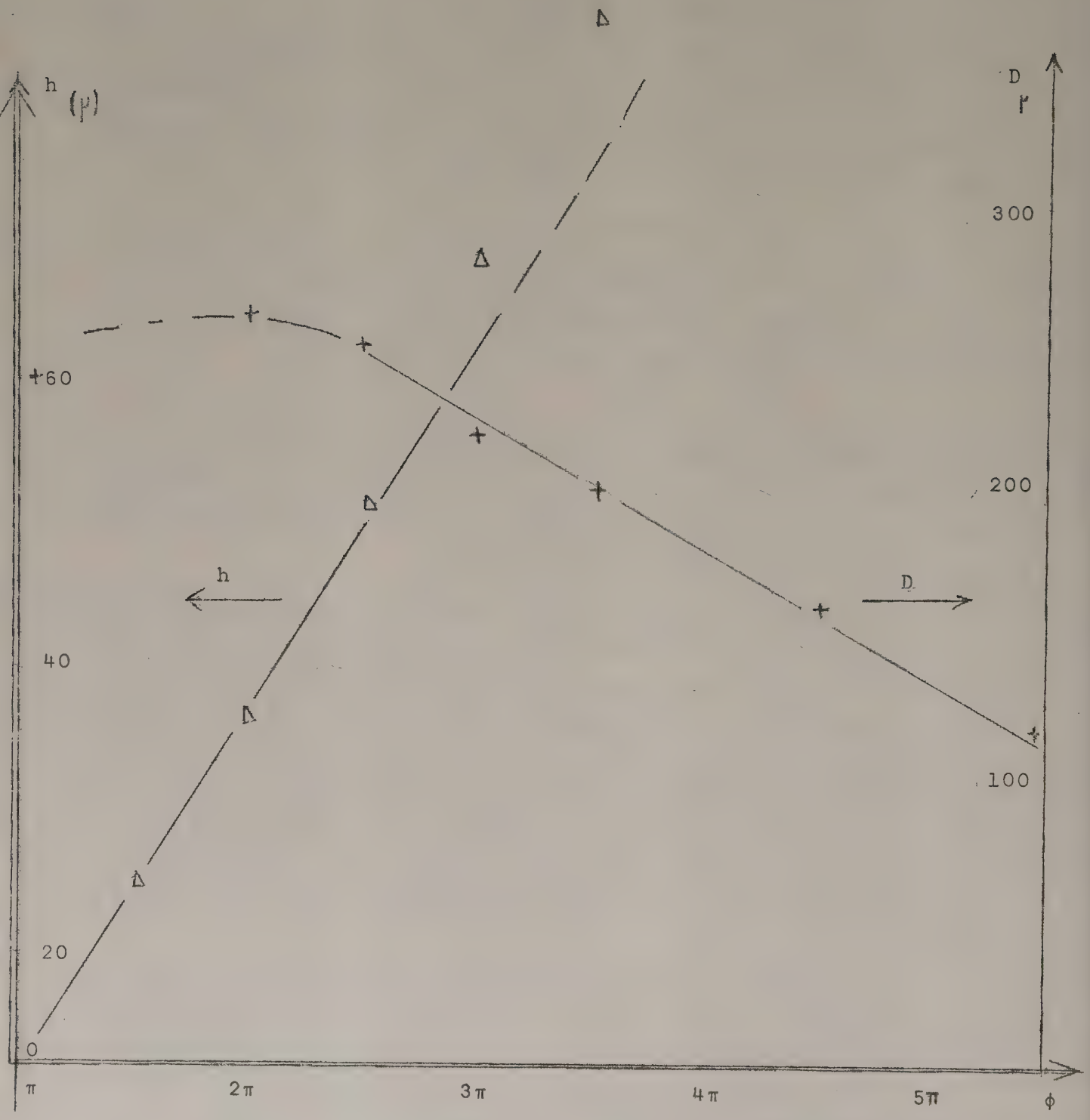
ce qui donne une énergie de ligne $\tau = 47\ K$; cette valeur est 4 fois plus forte que la valeur approximative trouvée dans le chapitre précédent, et 40 fois plus forte que l'énergie théorique calculée par Friedel et Kleman[4] : $E_o = \frac{K}{8} \text{Log} \frac{\rho}{a} \simeq K$.

On tourne la lentille d'un angle $\Delta\phi$ et on stabilise à nouveau la boucle. La figure 6 montre que la relation entre h et ϕ est linéaire jusqu'à des torsions de (3π) dans le milieu intérieur. Au delà de cette valeur le diamètre D de la boucle diminue linéairement avec ϕ. On définit une torsion critique au delà de laquelle il n'y aurait plus de boucle : $\phi_c \simeq 7\pi$. Pour les faibles torsions R_c ne varie pas beaucoup avec ϕ. La relation (1) montre alors si l'on fait $\tau = c^{te}$ et $R_c = c^{te}$ que $\frac{\Delta\phi}{h} = c^{te}$; ce que nous obtenons sur la figure 6. Cette relation n'est plus vérifiée pour les fortes torsions $\Delta\phi >> 3\pi$.

Ceci semble bien confirmer le fait que lorsque R est beaucoup plus grand que h l'épaisseur de la couche cholestérique, l'énergie de ligne τ est indépendant de R comme on l'a supposé pour l'établissement de la formule (1), mais dépend de la plus petite dimension (h) du récipient contenant le cholestérique. L'énergie de ligne pour les faibles épaisseurs serait de la forme K Log $\frac{h}{a}$ et pour les fortes épaisseurs, K Log $\frac{R}{a}$.

Figure 6

relation entre D, h et ϕ



Notons que lorsque h est faible, les effets d'images doivent être importants. La disparition des boucles $\frac{p}{2}$ lorsque l'on augmente l'épaisseur de la couche cholestérique doit être rapprochée des phénomènes suivants :

a) Dans une préparation épaisse (plusieurs demi-pas) les boucles $\frac{p}{2}$ et les lignes $\frac{p}{2}$ ne sont pas stables ; elles relaxent très vite.

b) Dans le coin de Cano, les dislocations $\frac{p}{2}$ ne sont visibles que dans les régions les moins épaisses.

Analogie avec les boucles dans les nématiques

Friedel et De Gennes[3] ont calculer l'énergie de telles boucles.

Dans un nématique on peut créer des boucles par rotation d'une des lamelles ; soit qh la rotation de la lamelle, q est la torsion du milieu nématique et h l'épaisseur de la couche nématique. L'énergie libre dans l'approximation où les constantes élastiques sont égales se réduit à :

$$E = \frac{K}{2} \int (\nabla\phi)^2 \, d\tau.$$

Lorsque la boucle est petite par rapport à h et éloignée des parois, la forme de ϕ est :

$$\phi_{(r)} = \frac{\Omega_{(r)}}{4} + q^3 + c^{rt}$$

où $\Omega_{(r)}$ est l'angle solide sans lequel on voit la boucle du point r.

L'énergie correspondante est :

$$E = K(\frac{\pi}{8} L - \pi q \Sigma)$$

où L est la self de la boucle considérée comme un circuit électrique et Σ la surface (boucle plane), d'où :

$$L = 4\pi R \, \text{Log} \frac{R}{a} \quad \text{et} \quad \Sigma = \pi R^2.$$

L'énergie de la boucle est bien une fonction du rayon R.

Par analogie on pourrait dire que dans un cholestérique l'énergie d'une boucle $\frac{p}{2}$ est du même type : E = f(R) mais il faudrait remplacer dans l'expression de l'énergie la torsion q par la différence entre la torsion effective q et la torsion d'équilibre q_o. Cependant ce calcul ne semble pas applicable dans le cas présent, car le diamètre de la boucle est toujours plus grand que l'épaisseur h de la couche cholestérique. L'énergie d'une telle boucle serait à la fois fonction de R et de h, lorsque h devient comparable à R.

Remarques sur les paires p

On peut créer plusieurs boucles de dislocation p. Contrairement aux lignes $\frac{p}{2}$, deux lignes p ne s'annihilent pas. Ces lignes restent à la distance $\frac{p}{2}$ l'une de l'autre. Sur la figure (7) on a tracé la distance (d) de deux paires p en fonction de la distance h, on voit que cette distance ne varie pas dans un grand domaine. Il faut passer de h = p à h = $\frac{p}{4}$ pour que ces deux lignes se séparent et laisse un milieu nématique entre elles. De même il faut augmenter h de plus d'un demi-pas pour qu'une ligne passe en-dessous de l'autre, et créer ainsi une couche cholestérique de deux pas.

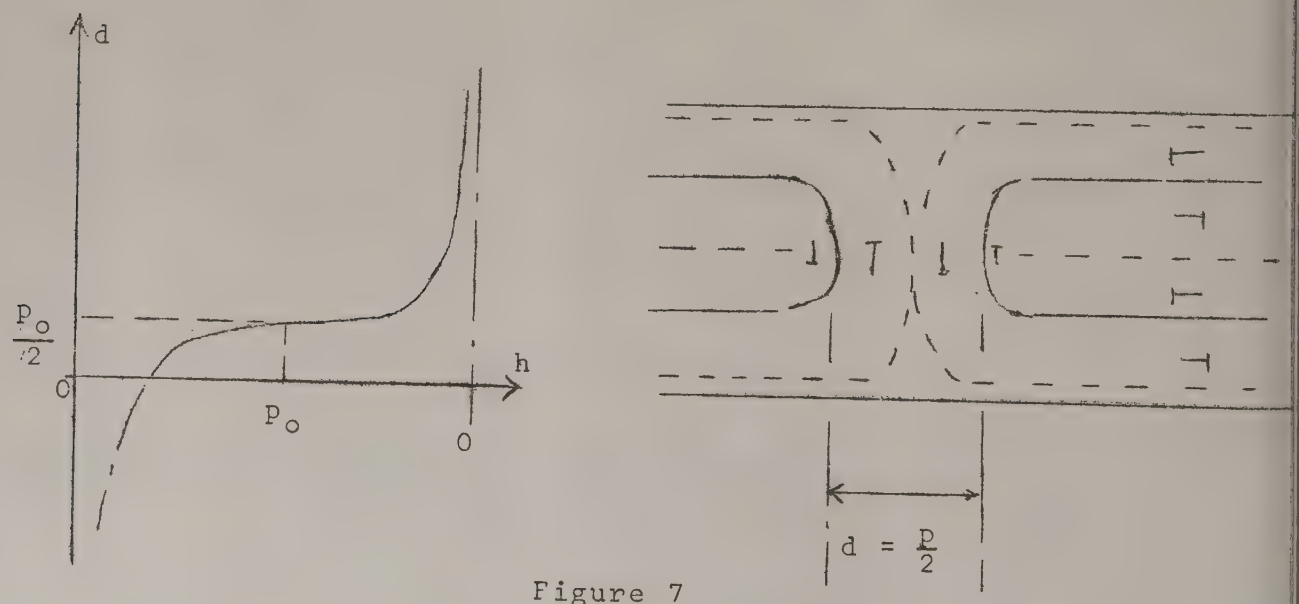


Figure 7

Le modèle de paire p conduit à une répulsion des lignes

Le palier de la figure 7 montre qu'il y a une énergie d'interaction attractive entre ces deux paires. Ceci peut se comprendre de la façon suivante :

Lorsque ces deux lignes sont proches l'une de l'autre, le milieu compris entre ces deux dislocations est un "bon cholestérique" d'axe horizontale, où la torsion est respectée en signe et en valeur absolue si $d = \frac{p}{2}$.

Cet effet montre bien que la structure du coeur des dislocations paires p est constituée de deux disclinaisons de signe opposé[4], comme cela a été prévu par Friedel (dislocation coin dissociée).

Remarque sur la nucléation de boucles

La nucléation des boucles peut se faire sur des imperfections des lamelles, mais il semble bien qu'en général ces boucles nucléent, dans la masse du cholestérique, et souvent dans des endroits absents de toute poussière visible. Nous donnons ci-après deux exemples autres de nucléation de boucle sur d'autres boucles.

Soit une boucle p stabilisée dans la préparation, on baisse alors rapidement (L), pour que la boucle précédente n'ait pas le temps de relaxer. Une nouvelle boucle p est alors nucléée, sur la boucle précédente comme on le montre sur la figure 8a.

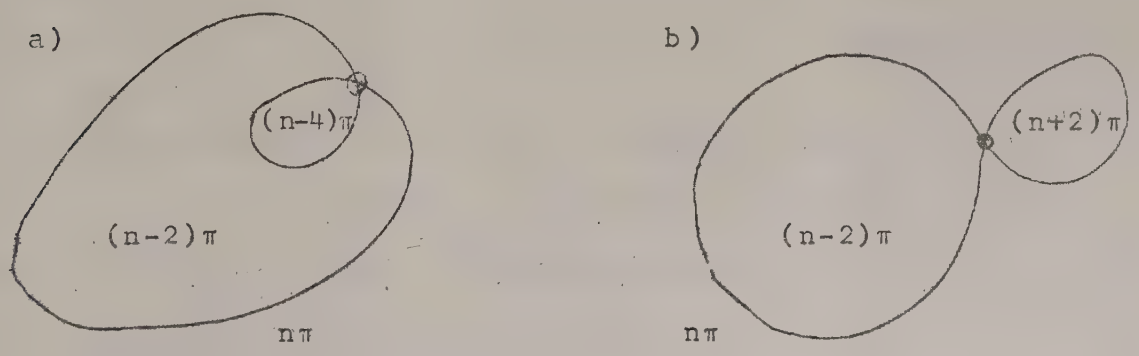


Figure 8

Si au contraire on lève (L) rapidement (de plus de 2p) avant que la première boucle ait le temps de mourir, une autre boucle a pu nucléer sur cette boucle, schéma (b). On observe alors que la première boucle meurt, et que l'autre grossit. Dans les deux schémas on donne les torsions à l'intérieur des domaines formés.

Il ne semble pas que ces boucles soient des boucles hélicoïdales de chiralité opposée, mais bien des boucles planes ; il serait intéressant d'analyser la topologie autour des noeuds de ces dislocations.

4. Conclusion

Par cette méthode de rotation et de déplacement d'une lamelle par rapport à l'autre, on peut faire nucléer toutes sortes de boucles et les stabiliser. Nous avons pu ainsi donner une estimation de l'énergie de ligne d'une dislocation $\frac{p}{2}$. Ces dislocations ne sont pas stables lorsque l'épaisseur de l'échantillon devient grande, et ceci montre que l'énergie de ligne doit être une fonction du rayon de la boucle et de l'épaisseur de l'échantillon.

L'interaction attractive entre deux dislocations p montre bien que nous sommes en présence du modèle de paire (coin dissocié proposé par Friedel et Kleman[4]. Il serait intéressant d'analyser en détail la nucléation de toutes ces boucles de dislocation.

REFERENCES

(1) R.B.MEYER, communication, Pont à Mousson (1971)

(2) R.WILLIAMS, J.Chem.Phys., 39, 384 (1965)

(3) J.FRIEDEL et P.G.DE GENNES, C.RAS , 268, 257 (1969)

(4) J.FRIEDEL et M.KLEMAN, J.de Physique, 30 C_4, 43 (1969)

C H A P I T R E II.3

IRREGULARITES SUR LES LIGNES DE DISLOCATION DANS LES NEMATIQUES ET DANS LES CHOLESTERIQUES

Des irrégularités sont observées sur les lignes de dislocation dans les nématiques et dans les cholestériques. Dans les cholestériques, celles-ci diffèrent suivant que les lignes sont parallèles ou perpendiculaires aux plans cholestériques. Les différentes irrégularités sur les dislocations coin sont expliquées par le fait que les directeurs des molécules le long de la ligne de dislocation tendent à se mettre parallèles à la ligne pour diminuer son énergie de coeur.

INTRODUCTION

Nous avons donné dans les chapitres II.1 et II.2, deux processus de création de ligne de dislocation coin. Dans ce chapitre nous étudions les propriétés de ces dislocations.

Les dislocations coin ont été observées depuis longtemps[1][2] La géométrie de Grandjean-Cano[3,4] permet d'observer ces dislocations, dans un milieu cholestérique monocristallin (n'ayant pas d'autres défauts que ces lignes étudiées). Sur la photo II.b, on remarque la différence entre paires $\frac{P}{2}$ et paires p ; le coeur des paires p est beaucoup plus large que celui des paires $\frac{P}{2}$. On peut donc les reconnaître aisément dans une préparation en goutte libre.

Les instabilités en champ magnétique[4] des lignes P ainsi que la répulsion entre deux lignes P de signe différent (chapitre II.2) montre bien que l'on est en présence d'un modèle de paire. Il n'est cependant pas évident que les dislocations $\frac{P}{2}$, correspondent plutôt à ce modèle qu'au modèle de De Gennes[19]. Pour simplifier le langage, nous appellerons cependant par la suite paire $\frac{P}{2}$ ces dislocations, de vecteur de Burgers $b = \frac{P}{2}$. Les dislocations P sont plus nombreuses que les dislocations $\frac{P}{2}$, et sont vraisemblablement plus stables (dans nos préparations cholestériques à grand pas).

Dans les phases nématiques que l'on peut considérer comme des cas particuliers des phases cholestériques (P très grand), seules subsistent les dislocations de rotation $\vec{\Omega}$ perpendiculaires au directeur des molécules. Nous décrivons dans la 1ère partie les singularités observées sur les lignes dans les nématiques et les points de singularité observés aux interfaces nématiques-isotrope.

Nous décrivons dans la suite les différentes sortes d'irrégularités que nous avons observées sur les lignes de dislocation dans les cholestériques à grand pas :

a) les irrégularités sur les paires p contenues dans un même plan cholestérique.

b) les discontinuités de la direction et du sens de la dislocation lorsque celle-ci change de plan cholestérique.

c) les singularités sur les paires obliques et sur les dislocations (+1).

Puis nous proposerons un modèle de dislocations à coeur nématique qui seraient plus stables que les dislocations p déjà décrites[7,8,11] et qui expliqueraient ces différentes singularités.

1. POINTS DE SINGULARITE DANS LES NEMATIQUES

Des singularités ponctuelles sont généralement observées à l'interface d'un liquide nématique N et d'un liquide isotrope I ; cette interface peut être la surface plane d'un nématique, ou la surface d'un sphérolite. Ce genre de singularités ponctuelles pourrait exister aussi sur les lignes de dislocations dans les nématiques.

1) Sphérolite

Près de T_c lorsque l'on passe de la phase isotrope à la phase nématique, des sphérolites nématiques sont formés et montrent en général deux points de singularité diamétralement opposés à l'interface N/I. Si les conditions d'ancrage à l'interface sont tangentielles, on obtient la configuration de la figure (1) présentant deux points de singularité que nous appellerons τ_c. L'énergie correspondant à cette distorsion a été calculée dans la référence[14], elle est de l'ordre de 15 $K_1 R$, K_1 étant le coefficient d'élasticité de Frank correspondant à la divergence des molécules. Les gouttelettes (R = 5 à 20 µ) ne sont pas déformées par ces points de singularité, on en déduit que l'énergie de surface est très importante par rapport à l'énergie élastique de la distorsion. Nous verrons plus loin que cette énergie élastique est pourtant suffisante pour déformer les lignes de dislocation, à l'intérieur des cholestériques.

Des sphérolites isotropes dans un nématique peuvent aussi être observés, en mélangeant un liquide isotrope non miscible dans

le nématique. Dans ce cas on remarque encore deux points de singularité de même allure que précédemment, diamétralement opposés dans la direction d'alignement du nématique (Fig. 1). Nous appellerons τ_D ces singularités, les isoclines des molécules divergeant vers ce point.

2) Points de singularité sur une surface plane

Meyer[15] a étudié récemment les points de singularité à la surface d'un nématique en contact avec sa phase isotrope. Les conditions d'ancrage sur la lame étant normales et à l'interface N/I tangentielle des noyaux analogues à ceux de Lehman et de Friedel sont observés. Ces noyaux ne sont pas reliés entre eux par des lignes de dislocation ; ces singularités peuvent être décrites comme des singularités τ_c et τ_D ainsi que les singularités décrites par de Gennes[16] à la surface libre d'un nématique en présence d'un champ magnétique perpendiculaire à la surface.

Nous verrons que l'on peut définir le même genre de singularité mais ne possédant pas la symétrie de révolution sur les lignes de dislocation (paire p) dans les cholestériques.

3) Irrégularité sur les lignes dans les nématiques

On observe souvent dans une préparation nématique qui vient d'être introduite entre lame et lamelle, deux lignes fines jointes par une ligne épaisse (Fig. 2). Ces lignes peuvent être interprétées soit comme des lignes de dislocation, soit comme des lignes de Néel.

a) Lignes de Néel (modèle de Meyer et Nabarro)[18,20]

Les lignes fines sont des paires P/2 ; elles permettent de passer du nématique N à une région où le nématique a été tordu, c'est-à-dire soit à une région cholestérique gauche (G), soit à une région cholestérique droite (D). Entre les deux domaines de

chiralité opposés G et D, se trouve une zone de transition, on passe continûment du cholestérique gauche au cholestérique droit par torsion (Fig. 3a) ou par flexion (Fig. 3b).

Les plages tordues d'un nématique sont analogues aux parois de Bloch dans les ferromagnétiques. La zone de transition entre deux régions de chiralité différente est l'analogue des lignes de Néel. Nabarro[18] a montré récemment que dans les ferromagnétiques comme dans les nématiques des points de singularité pourraient exister sur ces lignes de Néel.

Le sens de la torsion ou de la flexion des molécules près de la ligne n'est pas imposée, et celles-ci peuvent se faire dans les deux sens le long de la même ligne. La flexion des molécules en trait plein est de sens contraire à la flexion des molécules en pointillés sur la figure 3b. A l'endroit où la distorsion se fait dans les deux sens, il y a une discontinuité ponctuelle.

b) Lignes de dislocation

Les lignes fines sont des lignes de dislocations[11] ($\mp\frac{1}{2}$) et la ligne épaisse une ligne de dislocation de rang 1 (Fig. 4). Dans le modèle de Frank[11] l'énergie d'une ligne (+1) est de l'ordre $K_1 \log \frac{d}{a}$, c'est l'énergie de la distorsion élastique des molécules autour de la ligne. Il faut cependant ajouter l'énergie de coeur, qui est difficilement calculable mais qui doit être du même ordre ; ce qui revient à changer le rapport entre d, la distance jusqu'où s'étend la distorsion, et a, un diamètre moléculaire. On pourrait envisager deux cas particuliers où une modification du schéma de Frank serait possible :

- L'énergie de surface entre deux phases nématiques orientées différemment est petite. Dans ce cas, si l'on introduit un coeur nématique à la place de la disclinaison de Frank, on diminue l'énergie de divergence (K_1) en augmentant le rayon R_o de ce coeur, mais on augmente l'énergie superficielle qui est proportionnelle au rayon R_o. Soit $\alpha(\theta_o)$ cette énergie de surface, θ_o étant l'angle entre la direction des molécules à l'intérieur et à l'extérieur du coeur, l'énergie totale par unité de volume est :

$$E \simeq K \cos^2\theta_o \log \frac{R}{R_o} + 2\pi \alpha(\theta_o) R_o$$

ce qui conduit à un rayon d'équilibre :

$$R_o \simeq \frac{K}{\alpha(\theta_o)}$$

Les énergies de surface dans les corps mésomorphes sont mal connues mais il est peu probable qu'elle soit beaucoup plus petite que $\frac{K}{a}$. On trouve donc un rayon R_o de l'ordre d'un diamètre moléculaire ($a \simeq 20$ Å) ; il serait donc difficile d'expliquer par ce modèle que les diamètres des dislocations soient de l'ordre de quelques microns.

- Les constantes élastiques de Frank[11] sont inégales : si la constante K_3 de flexion est très inférieure à la constante de divergence K_1, les molécules convergent vers la ligne et se mettent parallèles à la ligne près du coeur. Il n'y a plus de discontinuité dans l'orientation des molécules. La figure 4 montre une dislocation de Frank modifiée près du coeur faisant intervenir la torsion (c) et la flexion (d).

Le long d'une même ligne de dislocation (+1) modifiée les deux sens de la flexion ou de la torsion sont possibles. A l'endroit de la ligne où existent les deux concavités des isoclines des molécules, il y a une singularité ponctuelle. Cette singularité peut être du type τ_c ou τ_d, elle est analogue aux singularités ponctuelles observées aux interfaces nématique-isotrope. (Fig. 4f).

Dans un nématique, les lignes relaxent très vite et il est difficile de savoir à quel type de ligne nous avons affaire. Ces lignes sont très stables par contre dans les cholestériques où l'on peut facilement déterminer leur nature.

2. DESCRIPTION DES IRREGULARITES SUR LES LIGNES DE DISLOCATION DANS LES CHOLESTERIQUES

1) Irrégularités sur les paires p contenues dans un plan cholestérique

Ces irrégulairtés, de forme conique le long de la ligne peuvent être observées dans les cas où il y a chengement de direction de la ligne de dislocation dans un plan cholestérique. Sur les photons I_a et I_b deux changements de direction conduisent à deux irrégularités : ces irrégularités ne dépendent pas de la chiralité du cholestérique et sont donc observables dans les nématiques ; on on note qu'elles sont symétriques ou non symétriques (photo I_c) par rapport à la direction de la ligne au voisinage du défaut. Alors que les boucles parfaites ne présentant pas d'irrégularité, ne sont pas stables, les boucles avec irrégularité le sont, cette stabilité est donc liée à la présence des défauts sur la ligne.

2) Irrégularités sur les paires changeant de plan

Au microscope, en changeant la mise au point, on peut facilement suivre une ligne de dislocation qui change de plan cholestérique. Nous appellerons "glissement" ce changement de plan de la paire P considérée comme une dislocation de translation.

Les différents types de glissement d'une paire dépendent essentiellement du mode de formation de la phase cholestérique, de la tension de la ligne, de la nature et du couplage des lignes.

On distingue :

a) Le glissement continu sans discontinuité et sans irrégularité. Nous l'appellerons : glissement hélicoïdal.

b) Le "glissement discontinu", la paire change de plan par saut de p, les irrégularités se trouvent à l'endroit où il y a passage d'un plan à un autre, il y a changement de nature de la dislocation entre deux plans cholestériques.

c) Le "glissement continu" avec discontinuité, sans changement de nature de la dislocation.

d) Le "glissement oblique" d'und paire. Ce cas n'existe pas en général dans un système au repos.

a) Glissement continu ou glissement hélicoïdal

Il se rencontre surtout lorsque la phase cholestérique est engendrée très lentement. Lorsque l'on refroidit lentement une solution isotrope en-dessous de la température de transition isotrope-cholestérique, on voit apparaître des sphérolites cholestériques avec des lignes de dislocations hélicoïdales, séparant le milieu isotrope du milieu cholestérique. Des lignes hélicoïdales ont été observées dans d'autres cas[10,13], montant dans les préparations de plusieurs pas.

Les paires p peuvent monter hélicoïdalement d'une hauteur quelconque, elles ne présente aucune discontinuité due au changement de direction de la ligne, elles possèdent la même chiralité que le cholestérique. Dans le cas général, à cause de la relaxation visqueuse et de la présence d'autres lignes à proximité, la dislocation qui change de plan de manière continue ne décrit pas exactement une hélice.

b) Discontinuité avec saut : décrochement

Sur la photo I_d, la ligne p (en haut) est située dans un plan cholestérique, puis après la discontinuité ponctuelle change de plan, elle se trouve dans le bas de la photo dans un plan cholestérique inférieur, distant de p du précédent.

Nous appellerons "décrochement" le passage vertical (parallèle à l'axe cholestérique) d'une paire d'un plan à un autre plan distant de P. Près du décrochement, la ligne descend quelque peu, on remarque que la ligne a la même chilarité que la chiralité gauche du cholestérique. Dans ce cas particulier, la chiralité avant le décrochement n'est pas gauche, car le défaut ponctuel impose une concavité déterminée à la ligne.

Sur la photo II_c, on voit bien trois paires ayant même concavité, liées entre elles par des décrochements. Nous avons dessiné ces paires traversant la préparation par sauts sur les figures (9_c) et (10).

La photo II_a nous montre le même genre de discontinuité, les deux paires sont dans des plans distants de p, et on voit la liaison très fine, presque verticale entre les deux. L'observation de cette dislocation est rendue possible par le fait que le pas du cholestérique est grand (50 µ) et qu'une grande tension s'exerce sur les lignes, ou bien tout simplement parce que les plans de Grandjean ne sont pas tout à fait horizontaux.

Sur la photo III_b on voit une boucle hélicoïdale qui change de plan de manière continue avec la chiralité du cholestérique, et qui redescend brusquement par un décrochement. Les deux concavités de la ligne de part et d'autre du décrochement correspondent bien à une descente de la ligne avec la même chiralité gauche. Ces boucles hélicoïdales avec décrochement sont stables. Sur des boucles de grande taille (600 µ), on peut trouver plusieurs décrochements.

c) Discontinuité sans saut

Dans une préparation cholestérique, en géométrie de Grandjean-Cano[1,3,4], on observe souvent des irrégularités liées aux changements de plan des lignes de dislocation. Le glissement de la ligne se fait encore toujours avec la chiralité du cholestérique.

Ainsi, dans un cholestérique gauche, sur la photo II_b, on voit dans le coin de Cano, en bas, une dislocation simple $\frac{p}{2}$ très fine, et plus haut, deux dislocations p. On remarque sur la première paire p trois discontinuités. En partant de la gauche, de la photo IIb, on note que la ligne p reste dans le même plan, puis monte, avec la chiralité gauche, et change de concavité au milieu de la montée. La ligne de dislocation p a la forme d'un point de rebroussement, celle-ci ne change pas de nature au cours du glissement.

Après cette discontinuité la ligne de dislocation reste dans un plan cholestérique distant de $\frac{p}{2}$ puis redescend de la même

façon, avec la même chiralité. La concavité de la ligne de part et d'autre de cette irrégularité est positive, alors que pour la première irrégulairté elle est négative.

Notons que deux irrégularités de concavité opposée s'annulent si elles sont très proches l'une de l'autre. La distance de distorsion de la ligne autour du point de rebroussement est de l'ordre du pas du cholestérique. Le demi-pas est donné directement sur la photo par l'espacement des deux lignes (p) verticales ; il peut être calculé également connaissant la distance séparant deux lignes $\frac{p}{2}$[3] ou deux lignes p[4].

d) Glissement oblique

Dans la géométrie de Grandjean entre lame et lamelle frottées, on obtient rarement des dislocations changeant rapidement de plans cholestériques. En goutte libre, en passant plus ou moins lentement de la phase isotrope à la phase cholestérique, on peut créer des dislocations $\chi(\mp 1)$ verticales. La relaxation visqueuse, le couplage avec d'autres lignes et la déformation de la surface libre peuvent rendre ces lignes obliques à travers la préparation cholestérique. L'observation le long de ces lignes de dislocation oblique en est alors facilitée.

La déformation des dislocations χ, et les irrégularités le long de ces lignes dépendent essentiellement de la nature[13] (ordre et signe) de ces dislocations.

Les lignes $\chi(-1)$ conduisent à des paires p dans les plans cholestériques, qui sont reliées entre elles par des décrochements comme il a été décrit dans le paragraphe suivant.

Les $\chi(+1)$ peuvent être rendues très obliques dans la préparation et avoir alors un caractère de paire très accentué. Nous appellerons glissement oblique ce glissement continu de telles dislocations. Ces lignes de dislocations présentent des irrégularités espacées de $\frac{p}{2}$, présentant donc la même périodicité que le cholestérique. Ce sont des rétrécissements de la ligne, qui sont 5 à 8 fois plus petits que le diamètre maximum de la ligne (photos II_c et II_d). Ces irrégularités ne sont pas symétriques par rapport à

la ligne, elles sont situées toujours du même côté de la ligne, et présentent la même concavité (sur une même ligne). Entre deux irrégulairtés, la ligne s'épaissit et présente une concavité inverse de celle des irrégularités : la chiralité de la ligne est la même que celle du cholestérique.

Lorsque la ligne devient normale, l'asymétrie de la ligne disparaît, mais il semble bien que les irrégularités ne disparaissent pas. L'observation dans le cas où la χ est tout à fait verticale n'est pas possible. Sur la figure (10) sont dessinées, vues de côté, une dislocation $\chi(+1)$ verticale (N) et une dislocation oblique (O) grimpant dans la préparation cholestérique en s'éloignant de l'observateur.

La photo II_c montre sur la ligne du bas xe genre d'irrégularités avec concavité de la ligne. La dislocation $\chi(+1)$ est reliée à une $\chi(-1)$ en haut de la photo, qui se décompose en trois paires parfaites raccordées par des décrochements.

La photo III_a montre une boucle dont une partie monte hélicoïdalement et l'autre partie est une χ oblique ou une paire oblique présentant deux irrégularités.

Les dislocations $\chi(\frac{-1}{+2})$ sont très rares dans les mélanges de M.B.B.A. et de cholestériques. Elles peuvent être cependant obtenues dans certains cas particuliers, par exemple dans le mélange (P.A.A. + cholestérique) lorsque l'on passe très rapidement de la phase isotrope à la phase cholestérique.

On remarque alors que dans le cas où ces $\chi(+\frac{1}{2})$ deviennent obliques, elles présentent des irrégularités tous les $\frac{p}{4}$, de même concavité, comme précédemment, mais la grosseur de la ligne ne change pas. Ces irrégularités ont la forme d'un petit point de rebroussement.

3. INTERPRETATION TOPOLOGIQUE DES IRREGULARITES SUR LES LIGNES DANS LES CHOLESTERIQUES

1) Introduction

Les irrégularités décrites précédemment sur les lignes p dans un même plan cholestérique ne sont pas fréquentes, Un changement de direction de la ligne dans un plan cholestérique n'entraîne pas automatiquement des irrégularités sur la ligne; elles semblent donc liées à la nature de certaines paires moins fréquentes que d'autres, (ou au changement de nature des paires).

Les paires p les plus stables sont sans doute les paires $\lambda^+\lambda^-$, le coeur ne présentant pas de discontinuité car dans le plan cholestérique contenant la ligne, le directeur des molécules est parallèle à la ligne.

Les paires $(\tau^+\tau^-)$ sont certainement moins stables, l'énergie de coeur est plus grande que pour les $(\lambda^+\lambda^-)$, le coeur possédant deux discontinuités pour la direction des molécules.

Les paires p ne changeant pas d'aspect lorsque la ligne change de direction dans un plan cholestérique, on est amené à penser que la structure du coeur des dislocations $(\lambda^+\lambda^-)$ et $(\tau^+\tau^-)$ est la même, c'est-à-dire que pour les disclinaisons il y a une modification de l'environnement des molécules qui change la ligne τ en ligne λ localement.

Le modèle de transformation des paires p s'applique aussi aux paires $\frac{p}{2}$ et peut se ramener topologiquement, à rendre diffuse la disclinaison τ.

On se limitera à la description des paires $\frac{p}{2}$ et p dans les plans cholestériques contenant la ligne.

Paires $\frac{p}{2}$

Soit une paire $\frac{p}{2}$ $(\tau^-\lambda^+)$, figure 6a, dans le plan cholestérique ; celle-ci sépare deux régions du plan où les molécules sont parallèles ou perpendiculaires à la ligne, l'énergie de coeur de la paire provient surtout de l'énergie de coeur de la disclinaison τ^-.

On pourrait donc gagner de l'énergie en rendant les molécules près du coeur de la τ parallèles à la ligne, c'est-à-dire en délocalisant la discontinuité. Les deux concavités des isoclines des molécules peuvent exister sur une même ligne. A l'endroit où les concavités des isoclines des molécules s'inversent, se trouve une singulairté ponctuelle que nous appellerons $(\tau^-\lambda^+)_D$ ou $(\tau^-\lambda^+)_C$ suivant que les molécules divergent ou convergent vers la singularité (figure 5c).

Notons que ce genre de défauts qui seraient observés sur les paires $\frac{p}{2}$ ne serait pas symétrique par rapport à la ligne. Sur la figure 7 sont dessinés ces défauts dans le plan cholestérique contenant la ligne, les flèches de part et d'autre de la ligne indiquent la direction des forces exercées sur la ligne par les molécules dans le plan cholestérique. Celles-ci tendent à courber la ligne à l'indroit même du défaut.

Le défaut $(\tau^-\lambda^+)_D$ donne une concavité à droite (côté λ^+), le défaut $(\tau^-\lambda^+)_C$ une concavité à gauche (côté τ^-).

Paire p

Dans le schéma théorique de la paire p (figure 5a), lorsque l'on passe de la τ^+ à la τ^-, les molécules tournent en dehors du plan de $\frac{\pi}{2}$ en respectant la chiralité du cholestérique. La distance entre la τ^+ et la τ^- n'est pas égale à $\frac{p}{2}$; elle est beaucoup plus petite, de l'ordre de $\frac{p}{4}$ à $\frac{p}{8}$. On aurait donc entre la τ^+ et la τ^- un milieu cholestérique très tordu $q > 4q_o$; ceci donnerait une énergie de torsion plus forte que dans le cas où l'on aurait un coeur nématique $q \simeq 0$.

Comme précédemment, on habille des disclinaisons τ^+ et τ^- dans le plan cholestérique pour les transformet localement en $\lambda^+\lambda^-$, et on introduit un coeur nématique.

Les paires obtenues par ce modèle sont de deux sortes, les paires symétriques p^S, et les paires asymétriques p^{AS}, par rapport à la ligne de disclinaison (figure 6). Dans le 1er cas, les isoclines des molécules dans le plan de la ligne, de part et d'autre de la ligne, ont la même concavité. Dans le 2ème cas, les deux concavités sont inversées. Sur les paires p^S aucun couple ne s'exerce ; sur les paires p^{AS} la flexion des isoclines des molécules de part et d'autre de la ligne crée un couple sur celle-ci qui tend à la rendre parallèle au directeur des molécules du plan.

La figure (6e) représente une telle "paire" transformée p^S qui n'est plus constituée par un doublet de disclinaisons τ de signe opposé mais par une association de trois disclinaisons : deux disclinaisons de type $\lambda^{(+)}$ et une disclinaison de type $\chi(-1)$ à coeur nématique (voir chapitre III.2). Le long d'un circuit Γ entourant cette dernière disclinaison, les molécules tournent d'un angle de 2π dans le sens contraire au sens de parcours du circuit. Cette disclinaison est parallèle aux plans cholestériques qui restent bien définis, loin de l'axe ($r > p/4$), par contre, au voisinage immédiat ($r < p/4$) les plans cholestériques n'ont plus d'existence physique.

Le long de la ligne, les concavités des isoclines peuvent changer. Sur la figure (6d) sont dessinés deux cas où il y a changement de concavité de part et d'autre de la ligne ; une autre possibilité où il n'y a changement de concavité que d'un seul côté conduirait au même genre de défauts que ceux déjà définis sur les paires $\frac{p}{2}$. Nous les appellerons τ_{NC} et τ_{ND}.

Nous appellerons τ_{CC} et τ_{DD} les singularités pour lesquelles les isoclines des molécules dans le plan cholestérique sont convergentes ou divergentes vers la singularité, des deux côtés de la ligne. Ces défauts ne se rencontrent que sur les paires p^S. Le changement de concavité des isoclines pour le cas d'une paire p^{AS} donne une singularité τ_{CD}, d'est-à-dire convergence à gauche de la ligne des isoclines vers la singularité, et divergence des

isoclines à droite. Ces défauts sont dessinés sur la figure (7).

Le cas de la singularité ponctuelle symétrique convergente ou divergente, les deux côtés de la ligne p^S ne conduit pas à une déformation de la ligne. Les singularités asymétriques, sur des paires p^{AS}, doivent déformer la ligne, celle-ci n'est plus symétrique au niveau du défaut par rapport à la direction générale de la ligne. La concavité de la ligne est tournée du côté de la convergence des molécules vers le défaut.

Ces défauts comme les noyaux décrits par G.Friedel[2] peuvent s'accoupler pour s'annuler ou pour donner d'autres défauts. Nous appellerons défaut d'ordre 1 les défauts τ_{CC}, τ_{CD}, τ_{DD}, et défauts d'ordre $\frac{1}{2}$, τ_{NC} et τ_{ND}. Les défauts d'ordre $\frac{1}{2}$ se trouvent à la jonction de deux segments de dislocation p^S et p^{AS}, les défauts d'ordre 1 se trouvent à la jonction de dislocations de même type.

On vérifie aisément les équations suivantes :

$$(\tau)_{CC} + (\tau)_{DD} = 0 \qquad (\tau)_{CN} + (\tau)_{ND} = (\tau)_{CD}$$

$$(\tau)_{CD} + (\tau)_{DC} = 0 \qquad (\tau)_{DC} + (\tau)_{CN} = (\tau)_{NC}$$

On peut associer aussi à ces défauts une écriture algébrique, pour écrire les règles de somme analogue à celle de G.Friedel. Ainsi si l'on pose C = 1, D = - 1, N = 0, la dernière équation s'écrit :

$$(1\text{-}, 1) + (1, 0) = (0, 1)$$

On note que sur une même ligne rectiligne, dans un même plan cholestérique, deux défauts de même nature ne peuvent être voisins.

2) Irrégularités sur les paires contenues dans un plan cholestérique

Boucle

La boucle de la photo I_a serait une paire pure p $(\lambda^+\lambda^-)$ du côté A et A' et serait de nature p^{AS} en B et B'. On obtient donc deux défauts ponctuels $(\tau)_{CD}$: figure (8a).

Comme nous l'avons dit, deux défauts de même nature ne peuvent coexister sur une même ligne, si celle-ci ne change pas d'orientation. Ce qui explique que ces deux défauts ne peuvent se rapprocher l'un de l'autre sur la ligne et s'annuler. D'aure part, un effet de répulsion croît lorsque la boucle devient plus petite. Ainsi on explique la stabilité de ces boucles et le fait qu'elles ne se transforment jamais en boucle parfaite.

Paire changeant de direction

Pour la paire de la photo I_b on peut adopter soit une structure p^S soit une structure p^{AS}. Aux changements de direction de la ligne sont associés des défauts. On peut envisager deux cas : soit il y a changement de type de dislocation, par exemple la séquence le long de la dislocation serait $p^S.p^{AS}.p^S$ ou $p^{AS}.p^S.p^{AS}$, soit le type reste le même tout au long de la dislocation p^{AS} par exemple.

Ainsi, dans le premier cas, on aurait soit le couple (τ_{DN}, τ_{ND}) soit (τ_{DN},τ_{CN}). Les isoclines des molécules dans le plan cholestérique contenant la ligne sont dessinées pour ces deux couples de défauts sur les figures (8b) et (8d). Les flèches indiquent les directions des contraintes exercées par les molécules du plan cholestérique sur la ligne de disclinaison.

Dans le second cas, on aurait le couple (τ_{DC}, τ_{CD}) figure (8c). Ces défauts d'ordre (1) donneraient le changement brutal de la direction de la ligne. Notons que lorsque la ligne reprend sa direction initiale (sous l'action de contraintes extérieures, les deux défauts se rapprochent l'un de l'autre et s'annulent ; cette annihilation n'est possible qu'avec les couples de défauts (τ_{DN}, τ_{CN}) et (τ_{DC}, τ_{CD}) et non avec le couple (τ_{DN}, τ_{ND}) qui donnerait par contre un défaut (τ_{DD}).

3) Irrégularités sur les paires changeant de plan cholestérique

Kléman et Friedel[7,8] ont montré que le passage d'une paire ($\tau^-\lambda^+$) à une paire ($\lambda^-\tau^+$) situées dans des plans cholestéri-

ques espacés de $\frac{p}{4}$ peut se faire par émission et absorption progressive d'une dislocation $\chi(\frac{1}{2})$ entre ces lignes λ et τ, une situation $(\lambda\tau)$ parfaite étant obtenue tous les quarts de pas. Le passage d'une paire $(\lambda^-\lambda^+)$ à une paire $\tau^-\tau^+$ se ferait d'une manière analogue par émission et absorption d'une $\chi(\frac{1}{2})$. Le processus de Kleman-Friedel devrait donner une structure de ligne présentant des irrégularités ou des gonflements périodiques tous les quarts de pas. Dans nos mélanges cholestériques à grand pas, la périodicité observée dans les cas des paires p obliques (ou χ obliques) est de $\frac{p}{2}$, ce processus pourrait conduire à la même périodicité si la paire $\tau^-\tau^+$ est beaucoup moins stable que la paire $\lambda^-\lambda^+$, cependant, même dans ce cas il n'expliquerait pas les discontinuités ponctuelles observées sur les lignes, ni la concavité de ces dernières. Le modèle de transformation des paires P en paires P^S et P^{AS} permet d'expliquer cette périodicité, de même que le glissement hélicoïdal continu ou discontinu des paires.

Glissement hélicoïdal

Dans le modèle proposé, la structure $(\lambda^-\lambda^+)$ de la paire ne change pas au cours du glissement. Ce glissement se fait alors avec la même chiralité que le cholestérique, et avec la même période. Il permet à la ligne de rester constamment parallèle aux molécules des plans cholestériques qu'elle rencontre au moins tant que le rayon de courbure du cylindre sur lequel elle s'enroule est grand vis-à-vis du pas.

Si la ligne n'est pas tangente aux molécules, la ligne ne tournant pas assez vite par exemple, elle prend une structure P^{AS}, et un couple s'exerce sur celle-ci pour augmenter la concavité. Au contraire, si la concavité est trop forte, le couple dû à la structure de la paire P^{AS} tend à diminuer sa concavité.

Si la ligne possède la chiralité inverse, les contraintes sur la ligne deviennent encore plus violentes et s'opposent à la concavité de la ligne.

Les paires en peuvent en général "glisser" hélicoïdalement dans la préparation de plusieurs demi-pas, car les points d'ancrage des dislocations sont trop éloignés l'un de l'autre, et en général

non alignés sur la même verticale. Ainsi que nous l'avons vu, les dislocations $\chi(-1)$ se dissocient en paires dans les différents plans cholestériques distants de p, figure (10). La concavité des paires dans les plans cholestériques est expliquée par le fait que ces paires au point de jonction avec la disclinaison vis, amorcent une montée hélicoïdale, de manière à garder une structure $(\lambda^+\lambda^-)$ pure. Ainsi dans la boucle de la photo III_2 en partant du décrochement, la ligne monte hélicoïdalement avec la chiralité gauche puis change de concavité près du décrochement, indiquant alors qu'elle commence à redescendre, puis il y a descente brutale au plan inférieur (figure 9c).

Dans le coin Grandjean-Cano (photo II_b), la paire p(1) descend avec la chiralité du cholestérique suivant un arc d'hélice; elle ne peut faire un tour complet car il ne faut pas qu'elle change de sens. Pour passer à un plan inférieur de p, la ligne peut tourner deux fois de $\frac{\pi}{2}$ le long de deux cylindres accolés. Sur la figure (9a) sont dessinées les deux premières irrégularités sur cette ligne. La ligne descend de $\frac{p}{4}$ avec la chiralité gauche, le long du premier cylindre, puis en O il y a un point de rebroussement et la ligne continue à descendre avec la même chiralité, sur le deuxième cylindre tangent, le processus de remontée de la ligne se fait de la même façon, et les concavités de la ligne près du point de rebroussement sont inversées.

On note que ce schéma permet à deux singularités de rebroussement de concavités opposées, de s'annuler, comme cela est observé expérimentalement.

Sur la même figure (9b) nous avons dessiné des irrégularités de lignes qui sont aussi observées.

La ligne 2 monte sur le premier cylindre de $\frac{p}{4}$ puis redescend sur le deuxième cylindre pour reprendre la même direction. Ces irrégularités sont observées lorsque l'on perturbe quelque peu la structure à plan de Grandjean (en poussant la lentille par exemple). Ces irrégularités ne sont pas stables et disparaissent très vite.

La ligne 3 descend hélicoïdalement de $\frac{p}{2}$ après le point de rebroussement. Ce système seul n'est pas stable, il est stabilisé par la présence d'autres dislocations à proximité.

La ligne 4 descend hélicoïdalement de $\frac{p}{4}$, descend de $\frac{p}{2}$ verticalement, (c'est une dislocation vis), puis reprend sa direction initiale après avoir descendu de $\frac{p}{4}$ sur le deuxième cylindre. Cette description correspond vraisemblablement à la photo II_a. La figure (9c) montre un décrochement sur une boucle hélicoïdale.

La ligne 5 qui descend hélicoïdalement de p n'est pas observée, sans doute parce que la tension de la ligne exerce un couple sur cet ensemble, qui le rend instable. Ce système est rendu stable lorsqu'une dislocation passe au centre du cylindre[13].

Ces irrégularités décrites sur les paires 1, 2, 3 changeant de façon continue de plans cholestériques sont en fait des discontinuités de la courbure de la ligne, et non de sa direction. Dans le cas des discontinuités en forme de décrochement, ligne 4, il y a changement de direction de la ligne. Cette paire passe d'un plan cholestérique à un autre distant de p ou $\frac{p}{2}$ par une dislocation vis.

Glissement oblique

L'alignement des directeurs des molécules dans la zone du coeur des dislocations explique de même le glissement des paires obliques décrit dans le paragraphe II.d. Sur la figure (11c) est dessinée une p aire dans le plan oblique. Le glissement se fait dans le sens de la flèche, et le cholestérique est supposé gauche. Si on adopte le modèle de la paire p^{AS}, des singularités ponctuelles τ_{DC} tous les $\frac{p}{2}$ sont nécessaires. Dans ce cas particulier, plusieurs singularités de même nature peuvent exister sur la ligne qui ne change pourtant pas de direction, car l'orientation des molécules change le long de la ligne. Ces singularités τ_{DC} expliquent la courbure du défaut observé, vers la gauche de l'observateur.

La flexion des isoclines des molécules le long de la ligne entre deux singularités crée des contraintes sur la ligne, de manière à obtenir un glissement hélicoïdal, ceci donne à celle-ci une concavité de sens opposé à celle des singularités. La concavité de la ligne est celle qui est imposée, par la chiralité du cholestérique.

A côté de la paire oblique p^{AS} est dessinée une paire p qui passe alternativement tous les $\frac{p}{4}$ à un état de paire pure ($\lambda\lambda$) ou

ou ($\tau\tau$). Le glissement se ferait d'après le processus de Kléman Friedel. (Figure 11b).

La figure (11d) représente le glissement oblique dans un cholestérique gauche d'une paire $\frac{p}{2}$ sur laquelle se trouvent tous les $\frac{p}{4}$ des discontinuités ponctuelles $(\tau)_{DN}$ et $(\tau)_{NC}$ en forme de point de rebroussement, la concavité de la ligne entre deux singularités est la même que celle des paires p obliques. Dans un cholestérique droit, les concavités seraient inversées.

Dans ce modèle de dislocation à coeur nématique si la ligne change de plan cholestérique en se rapprochant de l'observateur, les concavités s'inversent comme pour les lignes (+1). Lorsque la ligne + $\frac{1}{2}$ devient verticale, les irrégularités disparaissent. Par contre, lorsque les lignes $\chi(+1)$ deviennent verticales, il semble bien que les discontinuités ponctuelles restent tous les $\frac{p}{2}$. Il est logique d'admettre, comme nous l'avons fait pour les paires dans les plans cholestériques, que l'on puisse transformer les dislocations en rendant les molécules près de la ligne parallèles à la dislocation.

Dans un nématique, la disposition des molécules autour d'une dislocation $\chi(+1)$ ne change pas le long de la ligne: on peut avoir avoir une disposition des molécules radiale (figure 4a) ou circulaire (4b). Suivant les valeurs relatives des constantes élastiques de Frank K_1, K_2 et K_3, le coeur de la dislocation peut être ou non dissocié, ce qui pourrait expliquer les irrégularités observées sur les lignes $\chi(+1)$ dans les nématiques (§ 1). Le problème dans un cholestérique est plus compliqué, le facies autour d'une dislocation $\chi(+1)$ dans le modèle de Frank change le long de la ligne. On passe de manière continue du schéma 4a au schéma 4b, et nous verrons, dans la 3ème partie, que la dissociation du coeur d'une dislocation χ peut se faire de plusieurs façons. La structure du coeur expliquerait la périodicité des irrégularités, et serait responsable des anneaux observés à longue distance autour des lignes $\chi(+1)$ (chapitres III.2 et Annexe.II).

4. CONCLUSION

Les lignes épaisses observées dans les nématiques peuvent être interprétées soit comme des lignes de Néel, soit comme des dislocations. Dans les deux cas, les irrégularités sur ces lignes sont expliquées par des changements de concavité des isoclines des molécules près du coeur de la ligne, et elles seraient analogues aux points de singularité observés aux interfaces nématique-isotrope.

Dans les cholestériques, les irrégularités que nous avons observées sur les paires p contenues dans un plan cholestérique ou changeant de plan cholestérique peuvent être expliquées par un modèle simple de paire où le coeur est nématique, les disclinaisons τ sont remplacées par des disclinaisons λ d'énergie de coeur plus faible. Dans certains cas, les dislocations sont stabilisées par ces irrégularités.

Nous avons été amenés à considérer deux types de paires p, p^S et p^{AS}, suivant que les flexions des isoclines des molécules de part et d'autre de la ligne sont de même sens, ou de sens contraire. Sur les paires p^{AS}, s'exercent les contraintes dues à la flexion des molécules qui tendent à aligner la paire suivant la direction des molécules dans le plan cholestérique contenant la ligne. Le changement de concavité des isoclines le long d'une même ligne donne des singularités ponctuelles symétriques ou non symétriques par rapport à la ligne de dislocation. Le modèle de paire p^{AS} explique le glissement hélicoïdal des paires p, de même que les discontinuités dans la direction et le sens de la ligne de dislocation, pendant le glissement.

Les irrégularités, leur périodicité et la concavité des paires obliques $\frac{p}{2}$ et p sont expliquées aussi par ce modèle de paire $(p/2)^S$ et p^{AS}.

Dans ce chapitre nous avons adopté pour les dislocations coins le modèle de Kleman-Friedel. Nous avons donné un modèle de paire p transformée (figure 6c) qui se ramène à une dissociation, mais nous n'avons pu donner le modèle complet de la paire $\frac{p}{2}$

transformée, (à coeur nématique). Il est possible que les modèles des figures 6 b,c ne soient pas topologiquement possibles, c'est-à-dire que le coeur ne pouvant être totalement nématique, présente une discontinuité dans l'orientation des molécules. De même dans le modèle de De Gennes (chapitre 1) nous n'avons pu rendre totalement nématique le coeur de la dislocation.

REFERENCES

(1) F.GRANDJEAN, C.R.Acad.Sci.Paris, 71, 172 (1921)

(2) G.FRIEDEL, Ann.de Phys., 19, 273 (1922)

(3) R.CANO, Bull.Soc.Franc.Mineral., 20, 91 (1968)

(4) ORSAY LIQUID CRYSTAL GROUP, Phys.Let., 687, 28A (1967)

(5) ORSAY LIQUID CRYSTAL GROUP, Journ.Phys., V_4-43, 30 (1969)

(6) J.FRIEDEL, Dislocation Pergamon Press, p.10 (1964)

(7) J.FRIEDEL, M.KLEMAN in "Fundamental aspects of the theory of dislocations", édité par Simmons J., sous presse

(8) M.KLEMAN, J.FRIEDEL, Journ.Phys., C_4-43, 30 (1969)

(9) J.RAULT, C.R.Acad.Sc.Paris, 1275, 272 (1971)

(10) Y.BAULIGAND, M.KLEMAN, Journ.Phys., 1041, 31 (1971)

(11) F.C.FRANK, Disc.Faraday Soc., 1, 25 (1958)

(12) J.FRIEDEL, P.G.DE GENNES, C.R.Acad.Sci.Paris, 257, 268 (1969)

(13) voir chapitres III.1 et III.2

(14) E.DUBOIS-VIOLETTE, O.PARODI, Journ.Phys., C_4, 57 (1969)

(15) B.MEYER, à paraître dans "Molecular Crystal"

(16) O.G.DE GENNES, Solid State Comm., 8, 213 (1970)

(17) F.R.N.NABARRO, Theory of Crystal Dislocation, Oxford (1967) page 672

(18) F.R.N.NABARRO, à paraître au Journal de Physique.

(19) P.G.DE GENNES, C.R.Acad.Sci., 266 B, 571 (1968)

(20) B.MEYER, communication privée (1970)

PLANCHES

Planche I

a) anneau de dislocation, paire p, contenu dans un plan cholestérique présentant deux irrégularités. G = 200

b) paire p changeant de direction dans un plan cholestérique. G = 200

c) irrégularité non symétrique le long d'une paire dans un plan cholestérique. G = 200

d) irrégularité et décrochement proche l'un de l'autre sur une paire p. G = 200

Planche II

a) paires changeant de plan distant de p par un décrochement

b) paires p changeant de plan distant de $\frac{p}{2}$

c) boucle ancrée, constituée par une $\chi(-1)$ en haut et une $\chi(+1)$ en bas. G = 200

d) irrégularité sur une $\chi(+1)$ rendue oblique. G = 200

Planche III

a) boucle hélicoïdale (-1), la jonction entre les deux plans distants de p se fait par une $\chi(+1)$ oblique

b) boucle hélicoïdale $(\bar{+}1)$, la jonction entre les deux paires distantes de p se fait par une dislocation $\chi(\bar{+}1)$ verticale.

Fig. 1

Fig. 2

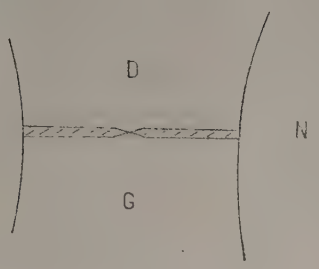


Fig. 1 : Points de singularité à l'interface Nématique-Isotrope.

Fig. 2 : Irrégularité sur des lignes épaisses dans les nématiques : modèle de ligne de Néel séparant deux milieux de chiralité différente.

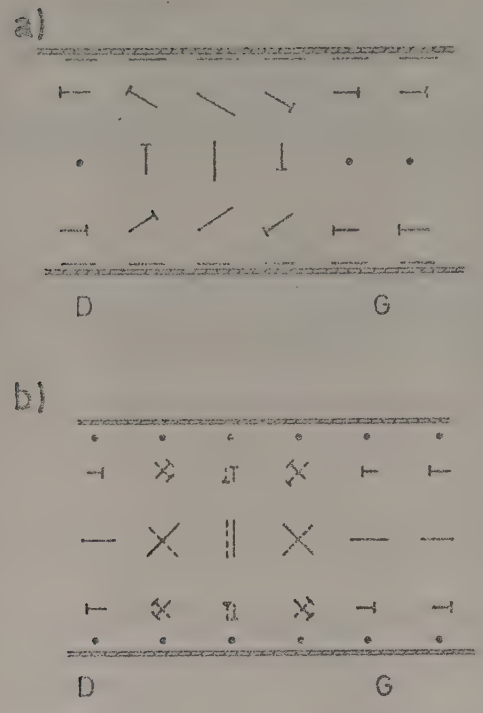


Fig. 3 : Passage d'un cholestérique droit à un cholestérique gauche : ligne de Néel

a) modèle faisant intervenir la torsion (K_2).

b) modèle faisant intervenir la flexion (K_3). A l'endroit de la ligne où la flexion se fait dans les deux sens (molécules en pointillé), existe une singularité ponctuelle. (Modèle de Meyer et Nabarro).

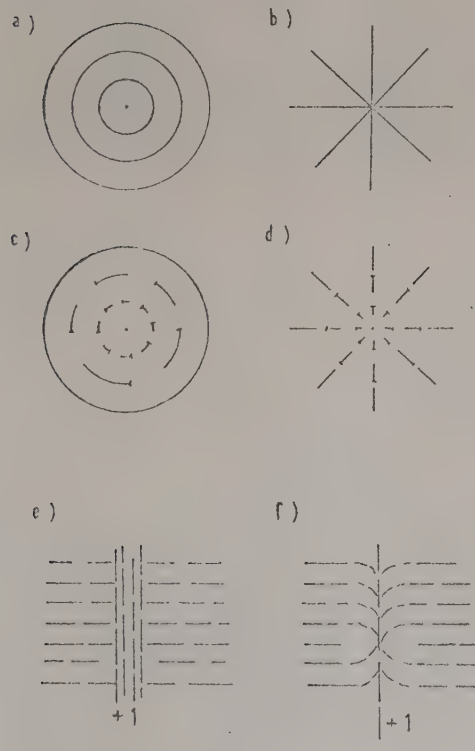


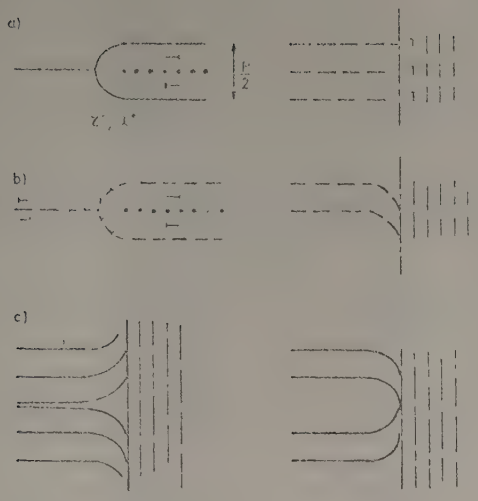
Fig. 4 :

a,b, : orientation des molécules dans un plan autour d'une dislocation de rotation $\chi(+1$ (modèle de Frank).

c,d, : dislocation modifiée près du coeur
c) modèle faisant intervenir la torsion(K_2
d) modèle faisant intervenir la flexion(K_3

e,f, : orientation des molécules le long d'une dislocation $\chi(+1)$
e) modèle de Frank
f) modèle modifié avec singularité

Fig. 5

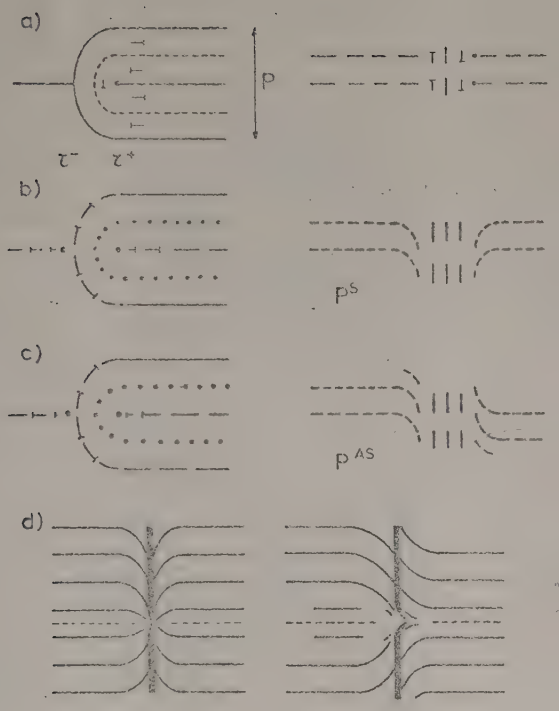


a) Paire $\frac{p}{2}$ et isocline des molécules dans le plan cholestérique contenant la ligne.

b) Paire $\frac{p}{2}$ modifiée.

c) Changement de concavité des isoclines des molécules le long de la ligne dans le plan cholestérique contenant celle-ci.

Fig. 6

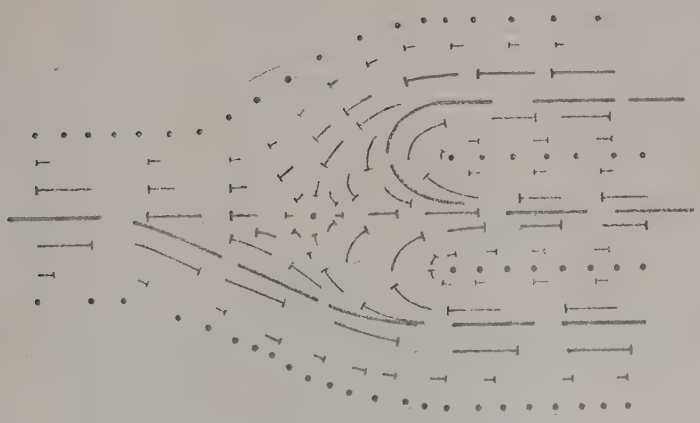


a) Paire p. Coupe verticale et coupe horizontale passant par la ligne.

b) Paire p modifiée, (p^S).

c) Paire p modifiée, (p^{AS}).

d) Irrégularité symétrique ou asymétrique due au changement de concavité des isoclines des molécules, dans le plan cholestérique contenant la ligne.



e) Paire p transformée p^S. La dislocation $\tau^+ \tau^-$ a été remplacée par une dislocation $\chi(-1)$ à coeur nématique parallèle aux plans cholestériques.

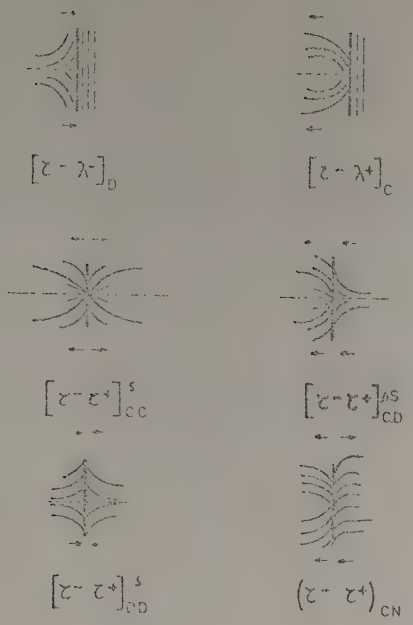


Fig. 7

Différents types de singularités dessinées dans le plan cholestérique contenant la ligne de dislocation.

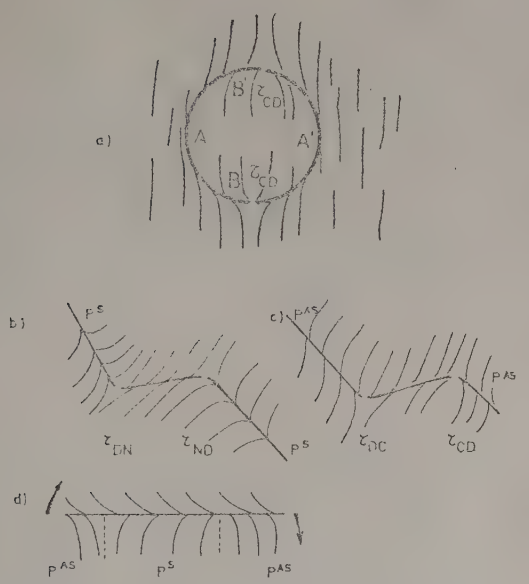


Fig. 8

Interprétation par le modèle de paire p^S et p^{AS} des photos I_a et I_b.

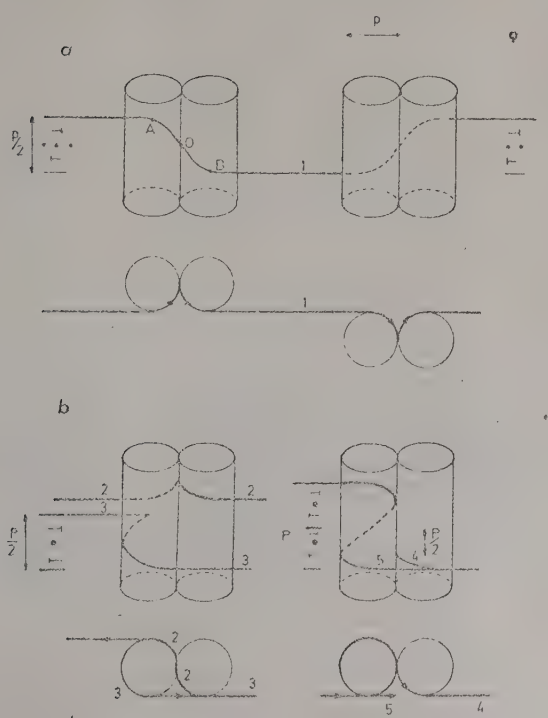


Fig. 9

a,b) "glissement hélicoïdal" d'une paire p et interprétation des singularités ponctuelles des photographies II_a et II_b et II_c.

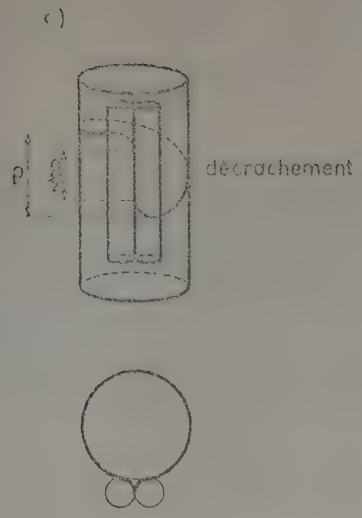


Fig. 9 c)

Boucle hélicïdale présentant un décrochement - Interprétation de la photographie III_a.
La ligne de dislocation traverse la préparation cholestérique hélicoïdalement de manière à être toujours parallèle aux molécules.
De part et d'autre du décrochement la distance entre les deux segments de ligne est égale au pas du cholestérique.

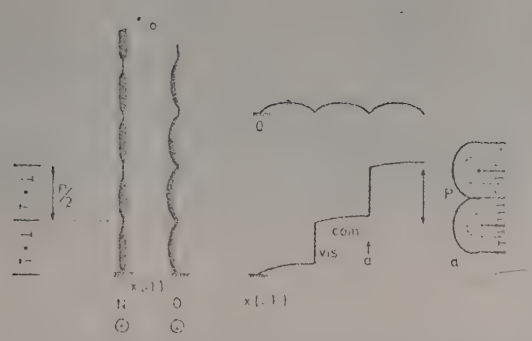


Fig. 10

Dislocation ($\mp$ 1). La dislocation (-1) change de plans par des décrochements. La dislocation (+1) traverse les plans continuement mais présente des irrégularités. Ces irrégularités sont symétriques si la ligne est normale (N) aux plans cholestériques, elles présentent une concavité si la ligne est oblique (O).

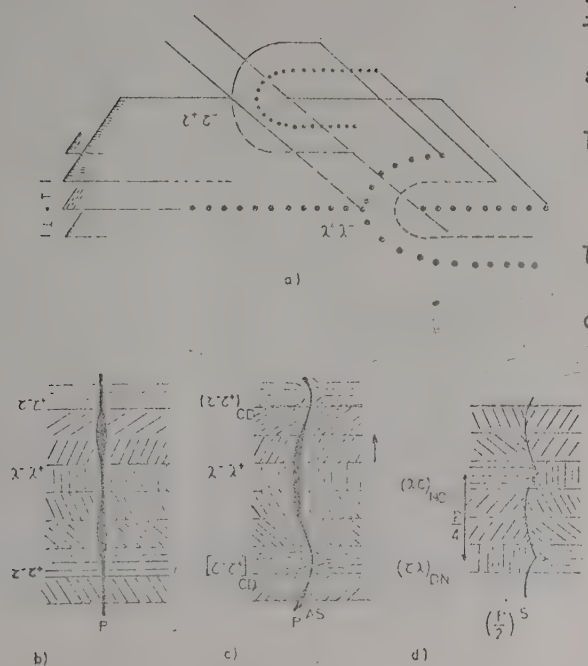


Fig. 11

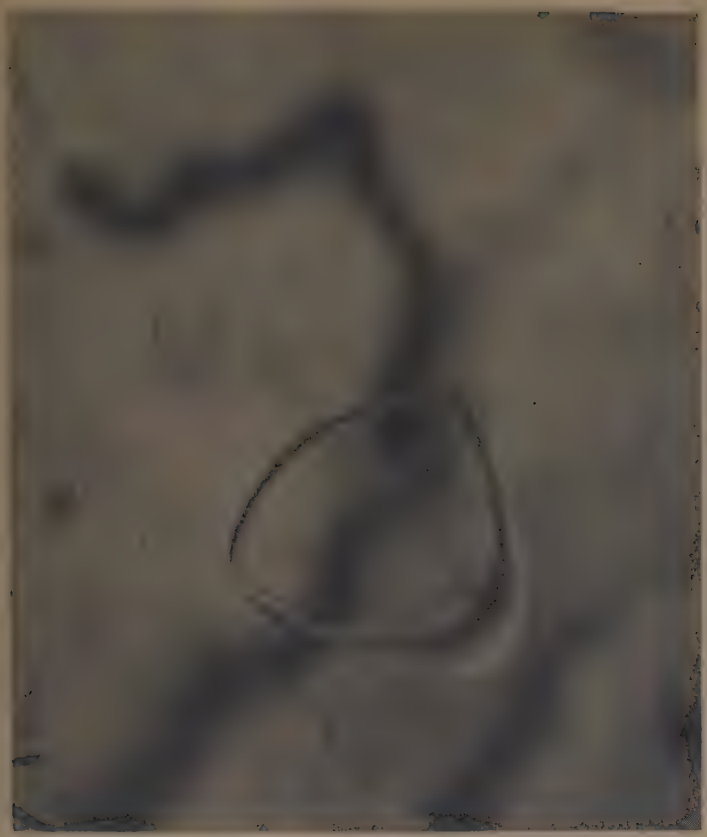
a) Paire p oblique par rapport aux plans cholestériques.
b,c,d) Paire p dans le plan oblique, le glissement se fait du bas vers le haut et le cholestérique est supposé gauche

b. Glissement sans irrégularité.

c. Glissement d'une paire p^{AS} présentant des singularités $(\tau)_{CD}$ tous les p/2.

d. Glissement d'une paire $(\frac{p}{2})^{S}$ présentant des singularités $(\tau)_{NC}$ et $(\tau)_{ND}$ tous les quarts de pas.

Planche I



a

b

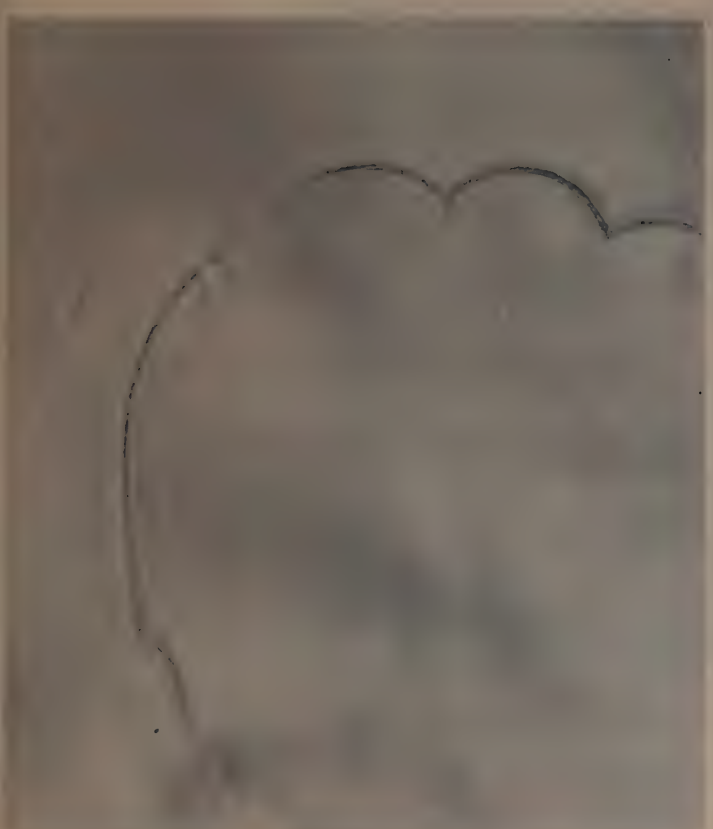
c

d

Planche II

a

b



c

d

Planche III

a

b

C H A P I T R E II.4

IRREFULARITES SUR LES LIGNES DE DISLOCATION A LA SURFACE LIBRE D'UN CHOLESTERIQUE

A la surface libre d'un cholestérique, les dislocations paires p se décomposent généralement en paires $\frac{p}{2}$. Différents types de singularités ponctuelles sont observées sur ces lignes. Par l'étude de la distorsion moléculaire à la surface, on montre que ces défauts sont du même type que ceux observés sur les paires P dans un cholestérique (chapitre précédent). Les irrégularités sur les dislocations coin peuvent être définies comme des anneaux de dislocation χ entourant cette dislocation, et de diamètre nul.

Les dislocations paires p qui arrivent à la surface libre d'une goutte cholestérique se décomposent(*) généralement en deux dislocations paires $\frac{p}{2}$. La photographie I_a nous montre ce processus de décomposition. La paire P passe à un plan supérieur distant de P par un décrochement, puis donne deux paires $\frac{P}{2}$. On donne sur la figure 1 la vue de dessus et la vue de côté correspondant à ce système.

Le système au repos ne présente pas de paire P' à la surface En soufflant sur la surface libre, on arrive à former cette paire p' et à l'allonger autant que l'on veut.

Il existe quelques exceptions à cette décomposition, principalement lorsque les dislocations d'ordre 1 de type χ arrivent sur une surface assez oblique (photo 1d). Les dislocations χ donnent naissance à des paires P toutes obliques et reliant les différentes dislocations de signe opposé. Ces paires sont parallèles au bord de la goutte et aux lignes de niveau de la surface. Elles matérialisent les plans cholestériques horizontaux comme le montre la figure 2.

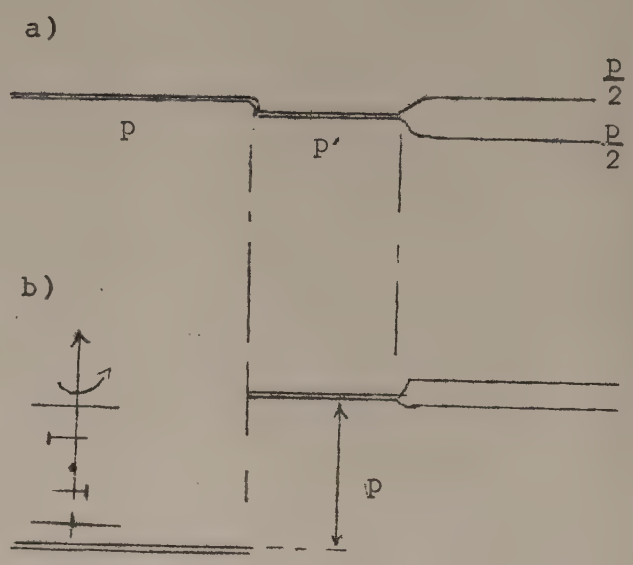


Figure 1

Décomposition d'une paire P en deux paires $\frac{P}{2}$. Interprétation de la photographie I_a. a) Vue de face b) Vue de côté

(*) En langage de dislocation, il s'agit d'une dissociation de la paire P en deux dislocations paires $\frac{P}{2}$. Nous adopterons le terme de décomposition dans ce cas pour éviter toute confusion avec le terme dissociation du coeur des dislocations que nous employons souvent.

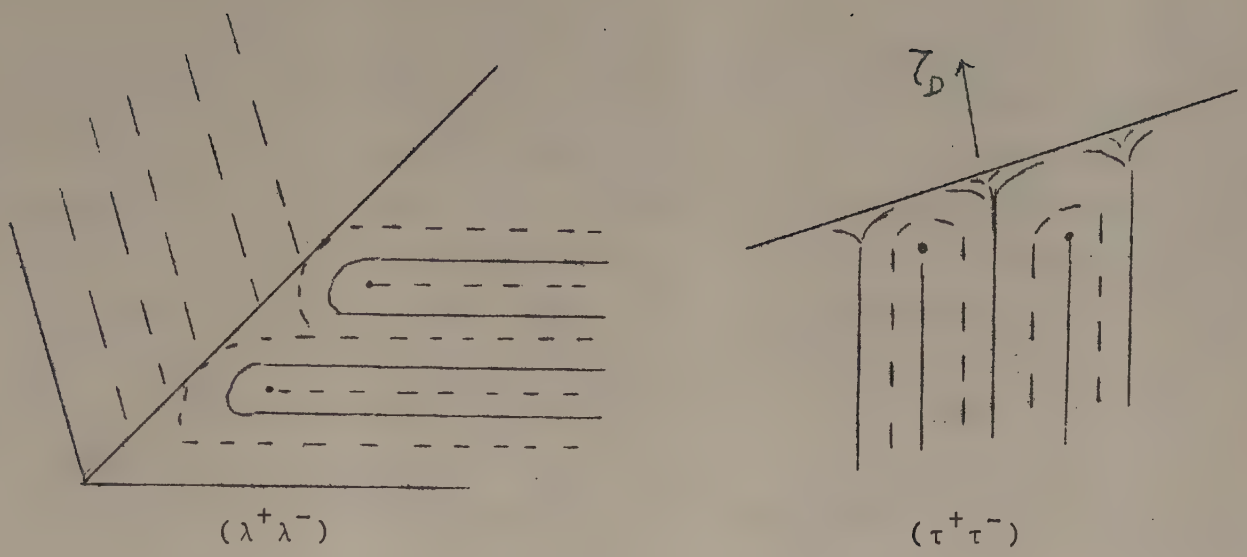


Figure 2

Paires P à la surface libre
(Interprétation de la photo I_d)

Les paires p sont constituées de deux disclinaisons (λ^+,λ^-) ou $(\tau^+\tau^-)$. A la surface libre la discontinuité τ^- est analogue à celle τ_D.

Ce genre de phénomène ne s'observe que dans les préparations à petit pas P ≃ 5 μ. Par la mise au point du microscope, on peut mesurer la différence de niveau entre un grand nombre de lignes, et en déduire la distance (P) entre deux dislocations paire P de surface.

Le mécanisme de formation semble être le suivant : comme on le montre dans le chapitre III.3, lors de la croissance de la phase cholestérique par évaporation de solvant ; la structure de Grandjean se forme à la surface libre de la goutte, puis l'épaisseur de la couche cholestérique croît pour finalement atteindre la hauteur de la goutte. Donc, dès le début de la nucléation, si la surface libre est parcourue par des paires P horizontales, équidistantes, ces lignes ne sont pas détruites ou modifiées par la croissance de la phase cholestérique.

Le rôle de ces paires serait le suivant :

Elles permettent d'avoir à la surface libre une seule orientation des molécules. Deux types de paires seraient topologiquement possibles, les paires $\lambda^+\lambda^-$ et $\tau^+\tau^-$.

Nous adopterons plutôt le modèle $\lambda^+\lambda^-$ car ces dislocations

ont des coeurs dans lesquels il n'y a pas de discontinuité de l'orientation des molécules. De plus, les paires ($\tau^+\tau^-$) conduiraient à former des lignes de singularité τ_D à la surface libre entre deux lignes de dislocation : ce qui n'est pas observé (voir figure 2).

Les dislocations $\chi(+1)$ et $\chi(-1)$ verticales joignant ces paires joueraient de plus un rôle de canneauxde diffusion pour le solvant comme on le montre au chapitre III.3 . A la fin de la nucléation, les plans cholestériques restent comme ils ont été formés, et les dislocations χ s'ancrent sur la lamelle de verre.

A la surface libre donc on observe généralement des paires $\frac{P}{2}$, alors qu'à l'intérieur, celles-ci sont très rares. Il serait intéressant d'expliquer cette différence de stabilité.

Nous n'analyserons par la suite les singularités ponctuelles que sur les paires $\frac{P}{2}$ à la surface d'un cholestérique. L'intérêt de cette étude est que l'on dispose d'un moyen d'étude de la distorsion moléculaire à la surface. La lumière polarisée, parallèlement à une ligne neutre de la face d'entrée de l'échantillon, suit adiabatiquement le cholestérique à grand pas. L'étude du défaut à la sortie (surface libre) se fait comme l'étude des noyaux de Lehman G.Friedel. Par rotation de l'analyseur, on peut déterminer l'orientation des molécules autour de ces défauts.

Défauts symétriques

La photographie 1_c nous montre un tel défaut. Une rotation de π de l'analyseur fait tourner de -2π le seul faisceau sombre existant.

Sur la figure ci-après (a) on a dessiné l'orientation moléculaire dans le plan contenant la ligne.

On peut concevoir aussi un même type de singularité mais de signe opposé (b) (rotation du faisceau dans le même sens que la rotation de l'analyseur). Ces singularités sont analogues aux singularités ($+\pi$) et ($-\pi$) décrites par Friedel, et Frank, elles

permettent à la ligne d'avoir une structure P^{AS} de part et d'autre du défaut, mais il s'agit ici de singularités ponctuelles localisées sur une ligne de dislocation qui sépare le plan cholestérique en deux parties. Dans le cadre des singularités ponctuelles que nous avons définies dans le paragraphe précédent, ce seraient des discontinuités τ_D et τ_C (voir figure 7 du chapitre précédent).

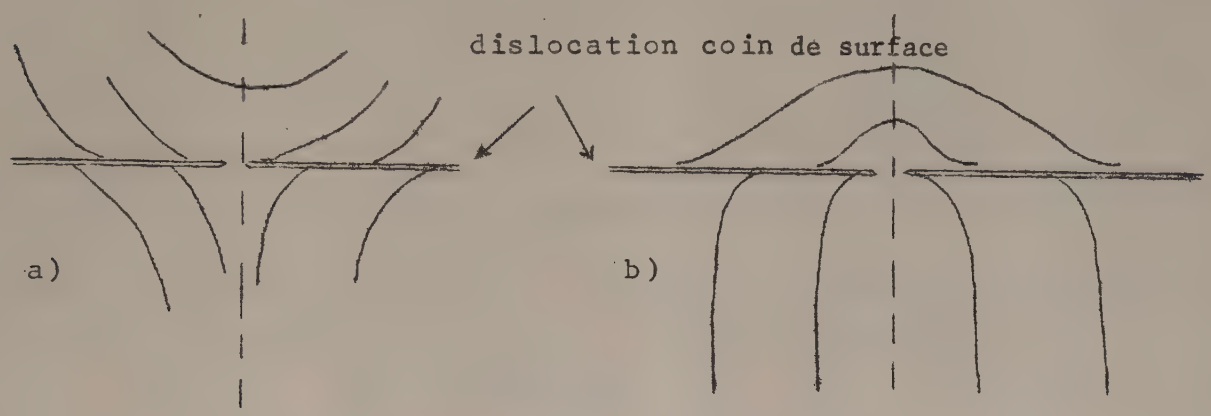


Figure 3

a) défaut τ_D analogue à un défaut $(-\pi)$

b) défaut τ_C analogue à un défaut $(+\pi)$

La coupe de telle ligne de surface est analogue au modèle 5b du chapitre II.3.

Défauts asymétriques

Les irrégularités telles que celle de la photographie 1_b déforment la ligne, et présentent deux faisceaux sombres. La rotation de $\frac{\pi}{2}$ de l'analyseur fait tourner les faisceaux symétriquement et $+\pi$ et de $-\pi$ de part et d'autre de la ligne. On peut donc se figurer ce défaut comme l'accouplement de deux moitiés de défaut d'ordre 1 $(+\pi)$ et $(-\pi)$ (ou deux noyaux). La concavité de la ligne près du défaut est tournée du côté où les faisceaux tournent dans le sens contraire de celui de l'analyseur. La figure ci-dessous montre la distorsion moléculaire déduite de l'observation des faisceaux.

Il est évident que si la ligne n'existait pas, ces défauts s'annulleraient.

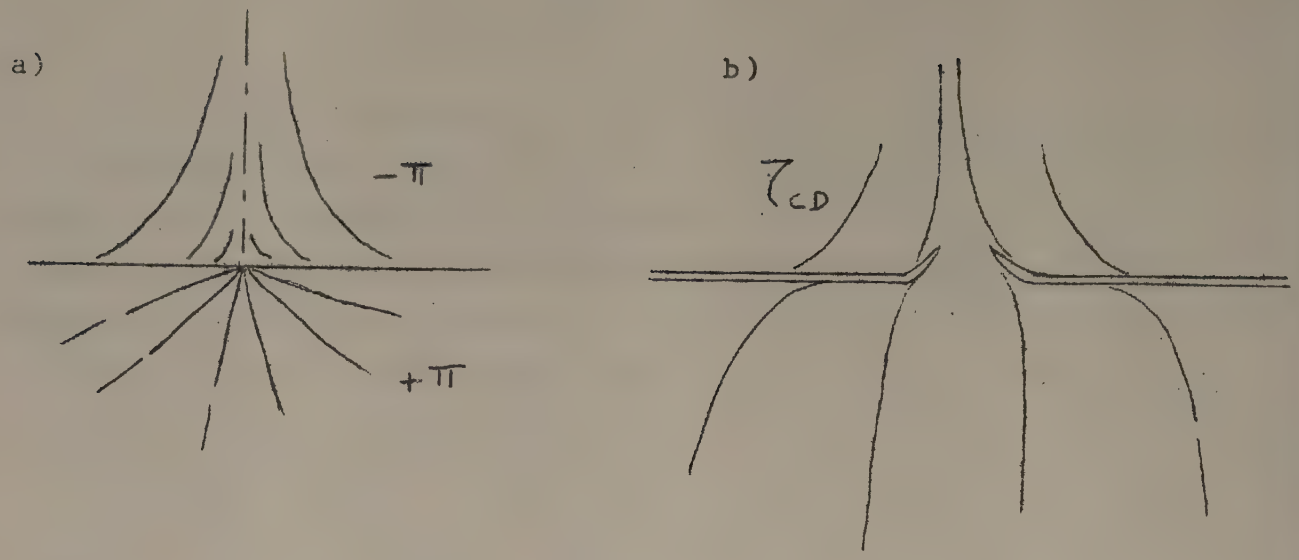


Figure 4

a) Défaut d'ordre 0 obtenu par addition de moitié de défauts $+\pi$ et $-\pi$

b) Isoclines des molécules de part et d'autre de la ligne $\frac{P}{2}$: défaut τ_{CD}

De part et d'autre de la ligne, cela donne un défaut de type τ_{CD} tel que celui qui a été défini dans le chapitre précédent (figure 4). Comme pour les défauts τ_{CD} sur les lignes P à l'intérieur d'un cholestérique, on observe que deux défauts de concavité opposée s'annullent.

Disparition de ces défauts τ_{CD} lorsque la ligne est entourée par une boucle de dislocation

Les défauts τ_{CD} sont observables assez facilement dans les préparations cholestériques à grand pas. Les boucles ($\bar{+}1$) entourant ces lignes superficielles sont par contre assez rares. Nous pensons que ces boucles permettent à ces singulairtés τ_{CD} de se délocaliser de la ligne.

La figure (a) ci-après montre cette ligne superficielle entourée par un demi anneau de dislocation, de type $\chi(+1)$ à gauche et de type $\chi(-1)$ à droite. La figure b montre les deux points d'émergence à la surface libre de part et d'autre de la ligne. Ces deux défauts permettent aux directeurs des molécules de changer de sens le long des deux segments de ligne $(\frac{P}{2})^{AS}$. On voit que si l'on

fait annuler ces deux défauts $\chi(+1)$ et $\chi(-1)$, on obtient une singularité de type τ_{CD} sur la ligne.

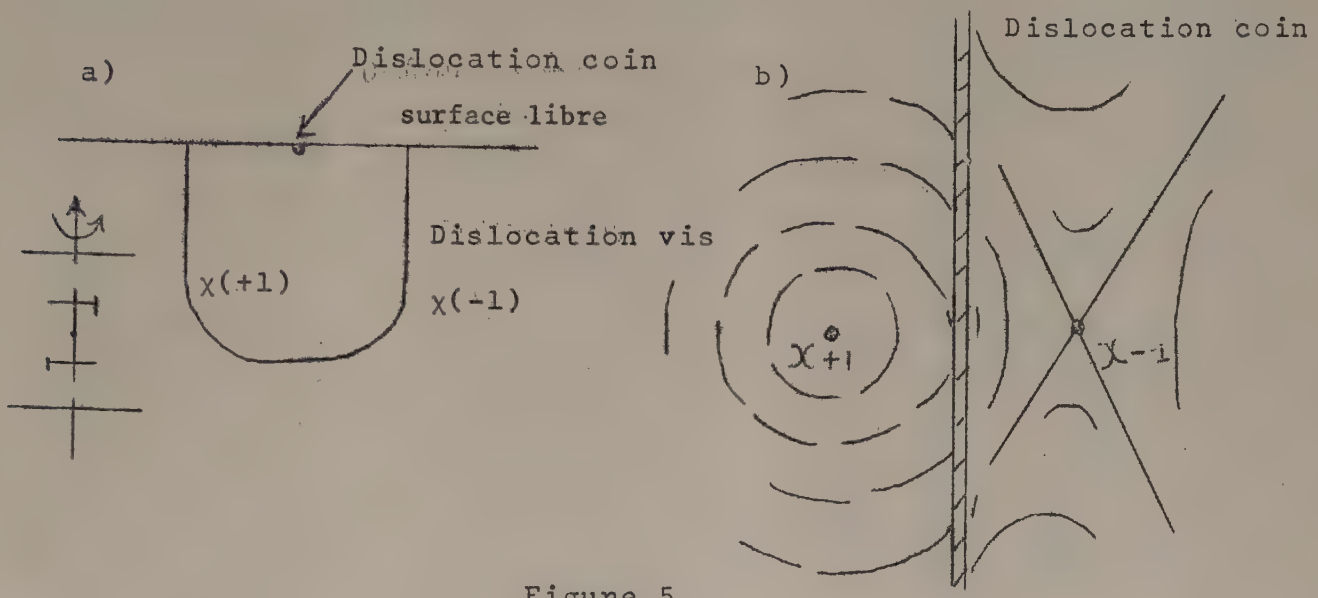


Figure 5

a) Vue en coupe b) Vue en-dessus

Ligne de surface entourée par un demi anneau de dislocation, cette ligne n'a pas de point de singularité.

Conclusion

L'étude de la polarisation à la sortie de la préparation cholestérique permet de connaître la distorsion moléculaire autour des défauts, et de vérifier ainsi que les défauts observés sur les paires $\frac{P}{2}$ superficielles peuvent être de type τ_C, τ_D et τ_{CD} que nous avons définis dans le chapitre précédent. Il est fort possible que les défauts de type τ_{CC} et τ_{DD} existent aussi sur ces paires $\frac{P}{2}$.

La présence de demie-boucles de dislocation χ autour des dislocations $\frac{P}{2}$ à la surface, montre que l'on peut interpréter les singularités sur les lignes dans les cholestériques, comme des anneaux de dislocation entourant ces dislocations, et de diamètre très petit.

Considérons une boucle plane, la présence d'une dislocation $\chi(+1)$ passant au milieu, permet aux molécules d'être parallèles partout sur la ligne. Pour annuler la distorsion produite par la $\chi(+1)$ il faut ajouter une $\chi(-1)$ à l'extérieur de la boucle

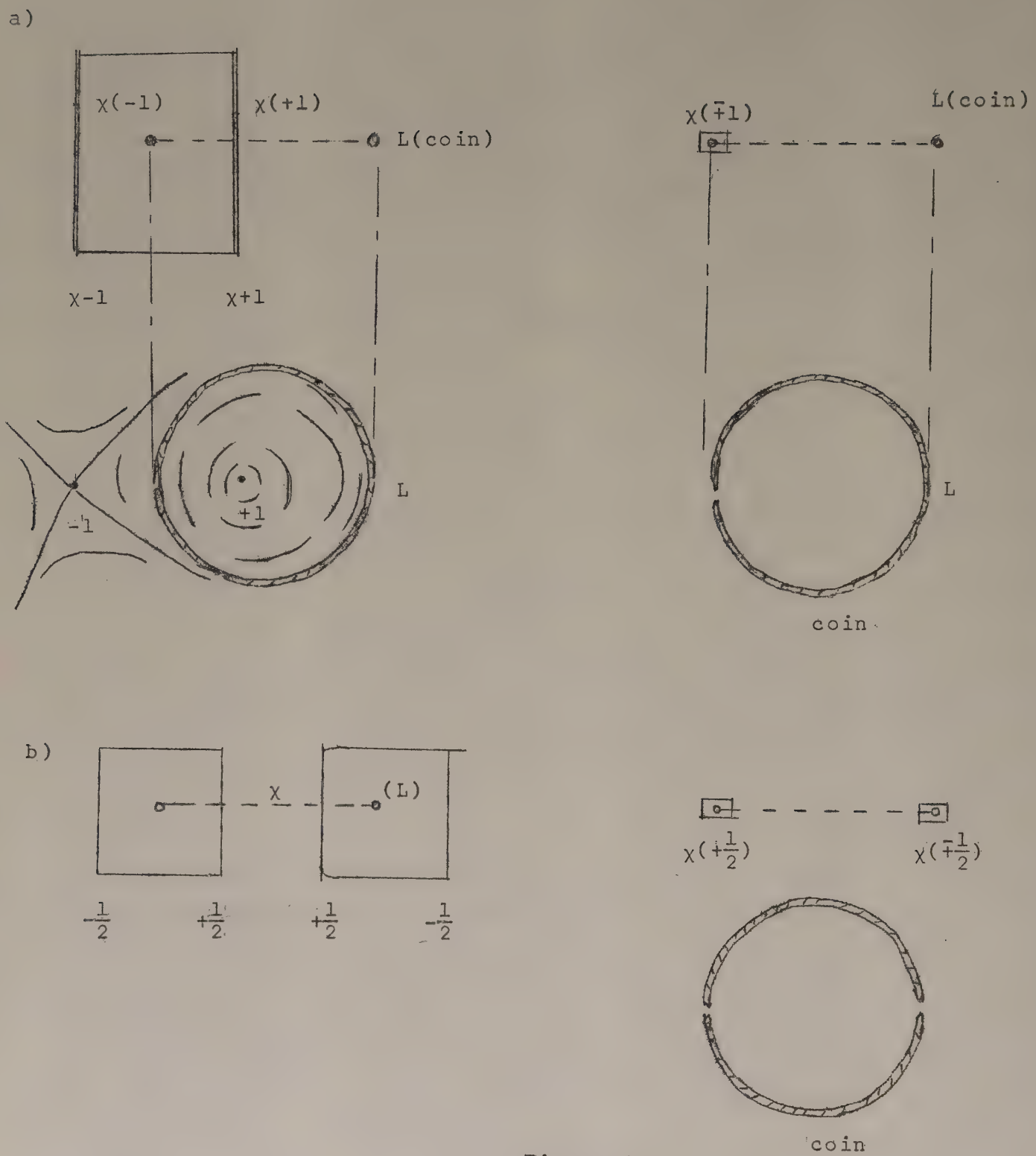


Figure 6

Description des points de singularité sur les dislocations coin comme des anneaux de dislocations χ de diamètre nul. La dislocation positive est à l'intérieur de la boucle plane.

a) 1 anneau χ d'ordre 1

b) 2 anneaux χ d'ordre $\frac{1}{2}$

à gauche les anneaux χ sont réels, à droite le diamètre de ces anneaux tend vers zéro, ceci donne 1 ou deux singularités ponctuelles sur la boucle coin.

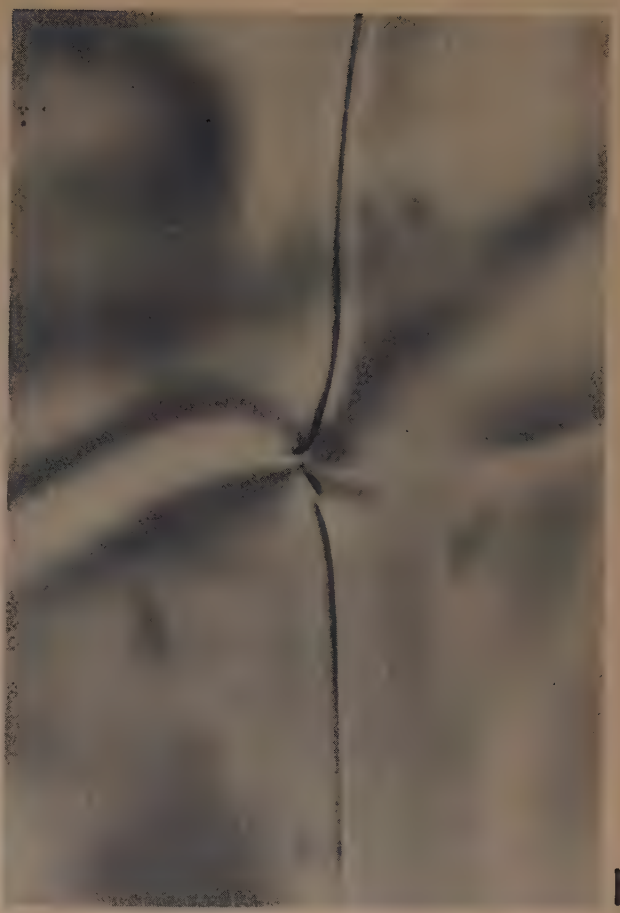
(figure 6a). Ces deux dislocations peuvent être reliées entre elles par des dislocations coins. La présence de ces deux dislocations fait disparaître les singularités ponctuelles sur la boucle plane. Si l'on fait amuler le diamètre de cette deuxième boucle de dislocation X on obtient une singularité sur la boucle plane. Ces boucles avec une seule singularité sont observées.

On peut imaginer le même processus mais avec deux dislocations $\chi(+\frac{1}{2})$ passant à travers la boucle coin et reliant deux dislocations $\chi(-\frac{1}{2})$ à l'extérieur. Lorsque le diamètre de ces deux anneaux s'annule, on obtient deux singularités sur la dislocation coin, ces boucles correspondant à celle observée sur la photo I_a, chapitre II.3.

Les anneaux de dislocation enlacés existent réellement, et conduisent à un système plus stable que les boucles isolées.

Nous verrons dans la troisième partie qu'inversement une dislocation χ possède des irrégularités, et que ces irrégularités disparaissent lorsque cette dislocation χ est entourée d'anneaux de dislocation coin.

a



b

c

d

TROISIEME PARTIE

DISLOCATIONS X

C H A P I T R E III.1

PROPRIETES DES DISLOCATIONS χ

Différents types de glissements des dislocations χ sont observés dans les cholestériques à grand pas ; le mode de glissement dépend de la nature de la dislocation (ordre et signe) et de la nature de son couplage avec d'autres dislocations.

Les propriétés des dislocations $\chi(\mp 1)$ et leur stabilité par rapport aux dislocations d'ordre inférieur $(\mp\frac{1}{2})$ montrent qu'au modèle de dislocation de Frank (1968) doit se substituer un modèle de dislocation à coeur nématique.

1. INTRODUCTION

Les dislocations de rotation $n\pi$ d'axe parallèle à l'axe hélicoïdal sont équivalentes à des dislocations de translation, de vecteur de Burgers $n'\frac{p}{2}$ parallèle à l'axe hélicoïdal. Comme dans les cristaux nous appellerons dislocation vis toute dislocation L de vecteur de Burgers b telle que b soit parallèle à L, et dislocation coin toute dislocation L telle que $\vec{b}$ soit perpendiculaire à L. Les dislocations vis sont normales aux plans cholestériques, et les dislocations coins ou paires sont parallèles aux plans cholestériques. Toute dislocation oblique est un mélange de dislocation coin et de dislocation vis -, elle a un caractère vis ou coin plus prononcé, suivant qu'elle est presque perpendiculaire ou presque parallèle au plan cholestérique - Nous appellerons dislocations χ ces dislocations.

Lorsque l'on se déplace le long de la dislocation on dira qu'il y a glissement de la dislocation, si ce déplacement se fait dans un plan contenant L et $\vec{b}$; et monté si ce déplacement se fait dans une direction perpendiculaire au plan $(L,\vec{b})$, et s'il est unique. Ces deux termes n'indiquent aucun mouvement de la dislocation.

Dans les cristaux, la déformation d'une ligne par glissement ou par montée indique un processus dynamique. Nous parlerons de déformation de la ligne sans spécifier le processus pour décrire un mouvement de la dislocation, mais nous réserverons les mots glissement et montée, pour décrire un processus statique.

Pour une dislocation vis ($\vec{b}$ // L) tout plan passant par L est un plan de glissement, il n'y a pas de montée. Dès que cette dislocation est rendue oblique, il y a un plan de glissement unique et une direction de montée perpendiculaire.

Un déplacement par la pensée le long de cette dislocation peut alors être décomposé en un déplacement dans le plan local de glissement et un déplacement perpendiculaire à ce plan. Nous dirons qu'une dislocation de forme quelconque traverse la préparation cholestérique par un processus de glissement et de montée. Le processus de glissement sera plus important que le processus de montée si

la courbure de la ligne est grande.

La relaxation liquide, à la différence de la relaxation élastique dans les solides, impose une densité uniforme des molécules autour de la ligne et de plus elle tend à supprimer les composantes de rotation et de translation qui peuvent s'annuler de façon continue ; c'est-à-dire sans créer de nouvelle dislocation, ni de point de singularité et sans rompre les symétries de la phase mésomorphe.

Cette III^{ème} partie porte exclusivement sur les dislocations χ et elle est essentiellement d'ordre topologique.

Ce premier chapitre III.1 est relatif aux différentes observations faites dans les mélanges cholestériques à grand pas. Nous décrivons les différents types :

a) de singularités ponctuelles sur les dislocations $\chi \mp 1$

b) de montée et de glissement de ces dislocations dans la préparation cholestérique

c) et de couplage entre dislocations.

Dans le chapitre suivant (III.2), après avoir rappelé les processus de génération des dislocations , Frank (1958), Friedel et Kleman (1969), Bouligand et Kleman (1971), on donne un modèle de dislocation à coeur nématique qui expliquerait nos observations.

2. PROPRIETES DES DISLOCATIONS χ

2.1. Observation des dislocations χ

Toutes nos observations sont faites sur des mélanges cholestériques à grand pas {20μ < p < 100μ} ; l'étude au microscope optique en est ainsi facilitée. Le pas du cholestérique peut être varié à volonté en modifiant la concentration de produit actif (ester de cholesterol) ajouté à du cristal liquide nématique qui est soit le métoxybenzylidène butylaniline (MBBA), soit le paraazoxyanisol (PAA).

Les échantillons étudiés ont la structure de Grandjean ; celle-ci est obtenue en passant lentement de la phase isotrope à la phase cholestérique par évaporation d'un solvant mis préalablement dans le mélange pour le rendre isotrope. Les plans cholestériques sont parallèles à la lamelle, et la direction d'observation perpendiculaire. Sur la lamelle de verre existent des conditions d'ancrage tangentiel ; à la surface libre de l'échantillon il n'y a pas de conditions d'ancrage sauf peut-être une tendance à l'homéotropie.

Les dislocations χ produites au cours de la nucléation de la phase cholestérique sont verticales, c'est-à-dire parallèles à l'axe optique de l'échantillon, et à la direction d'observation. Elles sont généralement ancrées à la fois sur la lamelle et à la surface libre. L'ancrage sur la lamelle est fixe, tandis que l'ancrage sur la surface libre peut être déplacé en déformant la surface.

Pour la mise au point du microscope, on mesure la périodicité du processus de glissement, et la distance qui séparent les irrégularités observées sur les dislocations.

Le signe et l'ordre de la dislocation sont déterminés de la même façon que les noyaux de Friedel et de Lehmann, dans une phase nématique. Entre polariseur et analyseur croisés, on voit, partant des points d'ancrage des dislocations, des faisceaux sombres les reliant entre elles. Les différents types d'orientation des molécules autour des dislocations χ dans les nématiques sont dessinés sur les figures 21 et 22 et peuvent être mis en évidence à la surface

libre par recristallisation d'impureté. Dans un plan perpendiculaire à la ligne, l'angle ϕ que font les molécules le long d'un rayon vecteur avec une direction fixe est relié à l'angle polaire par la relation :

$$\phi = S\theta$$

Le long d'un circuit fermé autour de la dislocation, les molécules tournent d'un angle $\Omega = 2\pi S$ autour de l'axe Oz vertical.

Le paramètre S est appelé ordre de la dislocation. Le paramètre n utilisé par Friedel, Oseen et Frank est égal à 2S. L'ordre S de la dislocation est déterminé par le nombre de faisceaux sombres partant de la dislocation. Le signe de la dislocation, ou signe de S, est déterminé en faisant tourner la platine du microscope. Soit ω la rotation de la platine, le nouvel angle ϕ' que font les molécules avec une direction donnée est : (voir figure 1 a)

$$\phi' = \phi + \omega = S\theta + \omega = S(\theta' - \omega) + \omega$$

d'où le nouvel angle polaire θ' pour lequel on a alignement des molécules avec une direction fixe ($\phi' = 0$).

$$\theta' = \omega \frac{S-1}{S}$$

Les faisceaux partant de la dislocation S = 1 sont fixes lorsque l'on fait tourner la platine, par contre ils tournent d'un angle double pour la dislocation S = -1. Les faisceaux portant des dislocations $S = +\frac{1}{2}$ et $S = -\frac{1}{2}$ tourneraient d'un même angle ou d'un angle triple.

Dans nos préparations à grand pas, on observe principalement des dislocations d'ordre 1, ou des dislocations de rotation de 2π. Ces dislocations ont des diamètres de coeur de l'ordre de quelques microns, alors que les dislocations de rotation de π, qui sont très rares, ont des diamètres très fins, 8 à 10 fois inférieurs. Ces observations sont contraires à celles que l'on attendrait dans le cadre de la théorie de Frank, celle-ci prévoyant une plus grande stabilité pour les dislocations de plus faible ordre : l'énergie d'une dislocation d'ordre S étant proportionnelle à S^2 (voir Chapitre I, § 2.3.3).

2.2. Distorsion des plans cholestériques loin du coeur des dislocations

La distorsion loin du coeur ne peut être observée que dans le cas où les dislocations peuvent être considérées comme isolées, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'autres défauts, à proximité, jusqu'à une distance de plusieurs pas. Ces dislocations sont cependant couplées à grande distance avec d'autres dislocations.

On remarque que les faisceaux partant des dislocations (-1) sont quasi rectilignes, et que ceux des dislocations (+1) isolées ont une forme de double spirale (photo 1a et 1b). Cette spirale s'enroule vers la dislocation dans le sens direct dans un cholestérique gauche et inversement dans un cholestérique droit. Cette double spirale peut s'interpréter par un bombement local des plans cholestériques, ayant pour axe de symétrie la dislocation (+1).

Supposons pour simplifier que les plans cholestériques soien inclinés d'un angle α par rapport au plan horizontal (figure 1b). Dans un plan cholestérique horizontal l'angle des molécules avec un direction fixe est $\psi = S\theta$, et ne dépend pas de r.

Dans une coupe horizontale d'un bombement, l'orientation des molécules à une distance r de l'axe est celle des molécules d'un plan supérieur situé à la cote rtg (pour un θ donné) ; les molécules ont tourné d'un angle $\beta r = \mp \frac{2\pi}{p} r \frac{tg\ \alpha}{cos\alpha}$ suivant que le cholestérique est droit ou gauche.

L'orientation des molécules dans le plan horizontal est donc

$$\phi = S\theta \mp \beta r.$$

A la face d'entrée ou de sortie de l'échantillon, le lieu des points où les molécules font un angle constant avec une direction fixe est une spirale d'équation :

$$r = \mp \frac{S}{\beta}(\theta - \theta_o).$$

Le sens d'enroulement des spirales dépend donc de la chiralité du cholestérique et du signe de l'angle α.

La figure 1c donne l'orientation des molécules dans une coupe horizontale autour d'une dislocation (+1) dans un cholestérique gauche. On obtient des séries d'arceaux tels que ceux observés dans des pseudomorphoses cholestériques par Bouligand (1965). Notons que si les plans cholestériques forment une cuvette ou un bombement inversé autour de la dislocation, la concavité des arceaux change, et la double spirale s'enroule dans le sens contraire. Dans nos échantillons, le sens d'enroulement des spirales observées à l'interface cholestérique-liquide isotrope est toujours le même, ce qui indique que la déformation des plans près de la dislocation +1 se fait toujours de la même façon. Ces bombements ont une concavité opposée à la direction de croissance de la phase cholestérique lors de sa formation. Ceci semble confirmer le fait que lors de la nucléation, les plans cholestériques près de la dislocation ont tendance à se mettre perpendiculaires à l'interface cholestérique-isotrope ; les dislocations (+1) jouant ici le rôle de centre de nucléation. Ce processus est dessiné sur la figure 1c.

En faisant varier le pas du cholestérique, on remarque que la distorsion des plans cholestériques s'étend toujours jusqu'à une distance de l'ordre de 50 μ autour de la dislocation. Par exemple pour un mélange de pas 10 μ on observe 8 enroulements de la spirale des faisceaux, tandis que pour un mélange de pas 50 μ il n'y en a que deux. L'angle d'inclinaison des plans varie donc peu et est de l'ordre de 50°. La disparition de tout bombement au delà de la distance critique de 50 μ indique que la distorsion des plans cholestériques n'est pas liée au pas du cholestérique, à la nature et à la concentration d'impureté optiquement active ajouté au cristal liquide nématique, mais doit dépendre essentiellement des coefficients d'élasticité du nématique.

Ces bombements peuvent exister autour d'un ensemble de dislocations $\chi(\bar{+}1)$ couplées, mais ils sont beaucoup moins importants.

La distorsion autour des dislocations $\chi(\bar{+}1)$ peut être visualisée directement à la surface libre, par recristallisation d'impureté, Rault (1971). Les chaînes de cristaux se mettent parallèles aux molécules, et on obtient ainsi la répartition moléculaire autour des points d'ancrage des dislocations. La photo 1d montre

deux dislocations ∓ 1 couplées à longue distance. Ces deux dislocations sont reliées par un front de distorsion qui est l'analogue d'un front de croissance reliant deux dislocations-vis à la surface d'un solide. Dans un solide, deux dislocations vis sont reliées à la surface par une marche de hauteur égale au vecteur de Burgers de ces dislocations. Par contre, dans un liquide, la relaxation visqueuse empêche cette marche d'émerger, mais la coupe horizontale de cette marche donne le front de distorsion observé ; de part et d'autre de ce front les molécules tournent de 2π, la marche équivalente de hauteur p est égale au vecteur de Burgers des dislocations $\chi(\mp 1)$.

2.3. Propriétés des dislocations isolées

a) Dislocation (+1)

Les dislocations $\chi(+1)$ isolées possèdent une propriété essentielle : tous les demi-pas elles présentent des irrégularités ponctuelles. Ce sont des rétrécissements de la ligne, le diamètre est 5 à 8 fois plus petit que le diamètre de la ligne. Ces irrégularités sont très difficiles à observer lorsque la ligne est verticale. Généralement, à cause du couplage avec des dislocations de signe opposé à longue distance, ces dislocations (+1) sont obliques dans la préparation, on voit ainsi mieux les singularités (photo Ib et IIIb).

La concavité de la ligne entre deux singularités peut être expliquée par un modèle de paire symétrique p^{AS} glissant dans la préparation de telle manière que les molécules près du coeur de la dislocation soient toujours tangentes à la ligne, voir chapitre II.3

La figure 2 montre l'allure des dislocations $\chi(+1)$ normales aux plans cholestériques (N) ou obliques (O) dans la préparation, avec des singularités tous les demi-pas. Ces singularités n'existent plus dans différents cas de couplage :

a) la ligne est entourée d'anneaux de dislocation (ou de paire p)
b) la ligne est entourée par une dislocation hélicoïdale $\chi(-1$

b) Dislocation (-1)

Les dislocations X(-1) présentent des singularités différentes des précédentes. Ces singularités en forme de point de rebroussement disparaissent lorsque la ligne devient verticale. Il semble que le glissement dans la préparation cholestérique puisse se faire de deux manières suivant la tension le long de ces lignes.

Dans les mélanges cholestériques à température ambiante (MBBA-ester de cholesterol), la tension de ligne n'est pas assez forte pour maintenir les dislocations X(-1) verticales. Ces dislocations glissent dans la préparation de manière discontinue, par saut que nous appellerons décrochement : elles se décomposent en paires dans les différents plans cholestériques distants de p et celles-ci présentent la forme d'arceaux ayant toujours la même concavité. Ces paires près du décrochement glissent quelque peu dans la préparation cholestérique, la chiralité de ces paires est la même que celle du cholestérique.

Dans les mélanges cholestériques à plus haute température ($\sim$ 120°C) PAA + ester de cholesterol, la tension de ligne semble assez forte pour maintenir les dislocations $X(\mp 1)$ quasiment verticales au repos. En déformant la surface, celles-ci sont rendues obliques et le processus de glissement des dislocations X(-1) semble quelque peu différent du précédent. La dislocation semble être formée d'arceaux hélicoïdaux reliés les uns aux autres, donnant ainsi les singularités en forme de point de rebroussement. Il n'y a pas de décrochement ou de saut de part et d'autre du point de singularité, le glissement se fait de manière continue. La distance entre singularités est égale au pas du cholestérique, et la chiralité des arceaux est la même que celle du cholestérique.

c) Dislocation $X(\mp\frac{1}{2})$

Les dislocations $X(\mp\frac{1}{2})$ sont très rares dans nos préparations cholestériques. Elles ont un coeur très mince, de diamètre 5 à 8 fois inférieur au diamètre du coeur des dislocations (∓ 1). La différence est la même entre les dislocations coin $(\frac{p}{2})$ et (p). Une

grande tension de ligne maintient ces dislocations verticales. On peut les rendre obliques dans la préparation, en déformant la surface. Le processus de glissement de ces dislocations se fait alors différemment pour la $(+\frac{1}{2})$ et la $(-\frac{1}{2})$.

La $\chi(+\frac{1}{2})$ présente des singularités espacées de $\frac{p}{4}$ et la chiralité des arceaux est la même que celle du cholestérique. La $\chi(-\frac{1}{2})$ ne présente pas ce genre de singularités.

2.4. Couplage à grande distance entre dislocations de signe opposé $\chi(\bar{+}1)$

Le couplage entre dislocations de signe opposé se fait de la même façon que le couplage entre noyaux. Une dislocation (+1) par exemple se couple à une dislocation (-1) ou à deux dislocations $-\frac{1}{2}$. Entre nicols croisés, on voit les faisceaux sombres relier les différentes dislocations de signes opposés.

Les propriétés des dislocations $\chi(\bar{+}1)$ changent selon que le couplage entre dislocations se fait à petite ou grande distance.

Le couplage à longue distance ne modifie pas les propriétés que nous venons de décrire. Les deux dislocations peuvent être ancrées à la fois sur la lamelle et la surface libre. Dans ce cas, les deux ancrages à la surface libre sont attirés l'un vers l'autre, mais jusqu'à une certaine distance de l'ordre de $\frac{p}{2}$, à partir de laquelle il y a une répulsion. On ne voit jamais se joindre les deux bouts mobiles des dislocations $\chi(\bar{+}1)$ de signe opposé, comme cela peut se voir dans les nématiques.

Les deux dislocations peuvent être ancrées sur la lamelle et être reliées à l'intérieur de l'échantillon, et constituer ainsi une demi-boucle ancrée. Les dislocations verticales sont des dislocations χ(vis) et la dislocation horizontale a un caractère de pair Ces boucles présentent les irrégularités précédentes. La figure 3 montre de telles boucles présentant des singularités ponctuelles sur la partie (+1) et des décrochements sur la partie (-1), le cas 3a correspondrait à la photographie 1a. Si la hauteur de la boucle est plus petite que le demi-pas, aucune singularité n'est observée.

Si la hauteur est égale à np, on observe 2n singularités sur la X(+1) et n décrochements le long de la X(-1).

2.5. Couplage à faible distance

On appellera couplage à faible distance le couplage de deux dislocations de signe opposé ou de même signe, situé à des distances de l'ordre du pas du cholestérique. Les propriétés des dislocations $X(\mp 1)$ couplées ainsi sont totalement différentes des propriétés des dislocations isolées.

2.5.1. Interaction d'une paire avec une X(+1)

La proximité d'une paire près d'une X(+1) fait disparaître deux singularités ponctuelles sur la dislocation X. La figure 4 montre l'effet de répulsion entre une paire ou dislocation de translation contenu dans un plan cholestérique avec une dislocation X(+1). On peut voir fréquemment une paire se rapprocher jusqu'à une distance de $\frac{p}{2}$ de la dislocation X(+1), puis l'entourer complètement, pour finalement franchir l'obstacle et laisser autour de la X(+1) un anneau de dislocation de diamètre égal au pas du cholestérique (figure 4a). Le phénomène peut se répéter le long de la dislocation, et donner finalement une dislocation X(+1) sans irrégularité, entourée par une multitude d'anneaux de dislocation comme le montrent les photos 2n et 3a.

La figure 4b et la photo 3b montrent une demi-boucle formée par une paire située au milieu d'un décrochement d'une autre paire. Cette paire passe d'un plan cholestérique à un autre distant de p par une dislocation vis (+1). Celle-ci devrait posséder une irrégularité ponctuelle si elle était isolée, mais la présence d'une demi-boucle ou d'un anneau de dislocation, enlève cette singularité et rend plus stable l'ensemble.

La figure 4c montre de face et de côté un système de boucle plus compliqué mettant en jeu le glissement discontinu des paires (décrochement), et le glissement continu sans irrégularité grâce à la présence d'un anneau de dislocation autour de la dislocation (+1).

2.5.2. Couplage hélicoïdal entre deux dislocations $\chi(+1)$ et $\chi(-1)$

Lorsque les points d'ancrage des dislocations $\chi(\mp 1)$ sur la lamelle sont proches l'un de l'autre, le couplage est hélicoïdal :

la $\chi(+1)$ est la dislocation centrale
la $\chi(-1)$ est la dislocation hélicoïdale.

Les deux dislocations ne possèdent plus les irrégularités ponctuelles observées sur les dislocations isolées. La dislocation hélicoïdale a même pas et même chilarité que le cholestérique. Le diamètre de l'hélice est aussi égal au pas du cholestérique. De tels systèmes hélicoïdaux sont montrés sur les photos 4(a,b,c) et sont dessinés sur la figure 5. La photo 4b est mise au point à la surface libre de la goutte cholestérique. La recristallisation d'impuretés en surface montre la distorsion moléculaire autour des points d'ancrage des deux dislocations.

La dislocation hélicoïdale $\chi(-1)$ peut entourer la $\chi(+1)$ sur une certaine longueur puis s'éloigner et redescendre sous forme d'une dislocation $\chi(+1)$ comme le montre la figure 5b.

Les portions de dislocation $\chi(+1)$ non entourées par la dislocation $\chi(-1)$ possèdent les irrégularités déjà décrites, ou peuvent être entourées d'anneaux de dislocation.

Une autre dislocation (-1) peut s'insérer dans un ensemble hélicoïdal déjà existant, figure 5c. La dislocation $\chi(+1)$ entourée par deux dislocations (-1) est alors équivalente à une dislocation $\chi(-1)$.

Glissement des systèmes $\chi(\mp)$ couplés hélicoïdalement

Les tensions de lignes sont suffisantes pour maintenir quasi verticalement ces ensembles de dislocations (+1) et (-1) couplés hélicoïdalement. Il faut déformer la surface pour éloigner les points d'ancrage des dislocations à la surface libre et pour rendre ainsi obliques ces ensembles. Les photos 2a et 2b montrent le processus de déplacement horizontal de tels systèmes. Les figures 6 et 7 montrent la déformation progressive des ensembles des figures 5a et 5c. Lorsque les dislocations deviennent de plus en plus obliques

les hélices se déforment, les branches de l'hélice d'un côté du cylindre deviennent de plus en plus horizontales, et de l'autre côté, verticales. Les premières gardent ou acquièrent un caractère de paires, les autres deviennent des dislocations vis.

On peut voir les décrochements le long de ces paires espacées d'une distance égale au pas du cholestérique. Si les dislocations sont encore plus obliques, on peut alors voir les dislocations vis correspondant aux décrochements.

Les figures 6 et 7 ont été dessinées dans le cas d'un cholestérique droit, les photographies ont été prises avec un cholestérique gauche. On retrouve certaines observations faites sur les $\chi(-1)$ isolées.

Lorsque la tension de ligne est faible, les dislocations (-1) présentent des décrochements, et se décomposent en paires dans les différents plans cholestériques, lorsque la tension est plus forte, la dislocation est formée d'arceaux de dislocation, de même chilarité que ce cholestérique et la distance entre singularité est égale au pas du cholestérique. Dans le cas présent, les arceaux n'ont pas tous la même allure à cause de la présence de la dislocation centrale qui est du côté concave des arceaux une fois sur deux.

2.5.3. Couplage à faible distance entre dislocations de même signe

Les distorsions autour de deux dislocations (S) de même signe s'ajoutent. Dans la théorie de Frank, la somme $E \simeq 2S^2$ des énergies de deux dislocations d'ordre S est inférieure à l'énergie $E \simeq (2S)^2$ de la dislocation équivalente d'ordre 2S ; ceci conduit à une répulsion entre dislocations de même signe.

Expérimentalement, on observe une attraction entre dislocations (+1). Ces dislocations sont piégées comme les paires à une distance de $\frac{p}{2}$ l'une de l'autre. Le glissement de tels ensembles couplés se fait de manière discontinue comme le montre les photos de la planche 5 et la figure 8.

Les deux dislocations se décomposent en paires dans les différents plans cholestériques, en forme de demi-anneau. On obtient

deux réseaux en échelle imbriqués l'un dans l'autre. La concavité de ces arceaux obéit à la règle suivante :

A l'équilibre le système de dislocation ancrée au fond de la préparation et glissant à travers la préparation en s'éloignant de l'observateur présente des séries d'arceaux dont la concavité est tournée vers la gauche de l'observateur pour un cholestérique gauche et inversement pour un cholestérique droit. (photo 5d).

Si le système est rendu vertical, les décrochements se transforment et les singularités disparaissent ; les dislocations (+1) restent couplées à une distance de l'ordre de $\frac{p}{2}$ et traversent alors hélicoïdalement la préparation. Les deux lignes hélicoïdales (+1) (figure 9) ont la chiralité opposée à celle du cholestérique et le pas est le double du pas du cholestérique (photo 5a).

Si le système est rendu encore plus oblique que le système à l'équilibre, les décrochements se transforment et donnent deux singularités ponctuelles en forme de points de rebroussement, distantes de p (photo 5c). On obtient des lignes de dislocations formées de branches d'hélices. La chilarité de ces branches d'hélice est opposée à celle du cholestérique et donc opposée à la chilarité des branches d'hélices des dislocations $\chi(-1)$.

On observe des systèmes plus compliqués de plusieurs échelles imbriquées les unes dans les autres comme ceux des photographies 3c et 3d. Ces systèmes lorsqu'ils sont rendus verticaux se transforment comme précédemment en hélices de même chilarité. Le processus de glissement dessiné sur la figure 9 correspond vraisemblablement au cas de la photographie 3c.

D'autre part, dans des mélanges de plus petit pas (1 à 5 µ) on peut observer dans la structure de Grandjean, des hélices opaques, de très grand pas (plusieurs dizaines de microns), avec de légères striations à l'intérieur. Ces hélices sont formées par une multitude de lignes de dislocations comme on peut le voir sur la photographie 6c.

Dans les mélanges de plus faible pas encore, les lignes de dislocations peuvent s'assembler comme précédemment, ces systèmes constituent de véritables réseaux optiques. Le nom de "stries

huileuses" a été donné à ces ensembles de lignes, à cause vraisemblablement de leur coloration (Friedel, 1922).

2.5.4. Couplage entre $\chi(\mp 1)$ et $\chi(\mp\frac{1}{2})$

Le couplage entre dislocations χ de signe opposé, et d'ordre différent, est assez rare. Les photographies $VI_{a,b}$ montrent les cas les plus observés.

La photographie VI_a montre une dislocation d'ordre 1 qui vient périodiquement se joindre à une dislocation d'ordre $\frac{1}{2}$. La période de ce processus est de $\frac{p}{2}$. Ce genre de couplage n'est possible que si la dislocation $\chi(\frac{1}{2})$ ainsi que la $\chi(1)$ sont très obliques dans la préparation. Si la $\chi(\frac{1}{2})$ est un peu moins oblique, elle peut présenter des irrégularités diffuses comme celles montrées sur la photographie VI_b.

3. CONCLUSION

Les dislocations χ observées dans les préparations cholestériques à grand pas ($\frac{p}{2} \simeq 10$ à 60) ayant la structure de Grandjean, ont des propriétés qui dépendent de la nature de ces dislocations (ordre et signe), et qui dépendent du couplage avec d'autres dislocations.

On peut classer les différents glissements des dislocations d'ordre (∓ 1) en deux types : les glissements continus avec ou sans irrégularité sur la ligne et les glissements discontinus (avec décrochements). Dans le 1er type, le caractère de la dislocation ne change pas, dans le second type, le caractère change ; il y a passage de dislocation vis à une dislocation coin dissociée.

On distingue pour les dislocations $\chi(+1)$ différents types de glissements (ou plus exactement de configurations déduites de la pure vis par glissement), ce sont :

- le glissement continu avec irrégularités ponctuelles tous les $\frac{p}{2}$. Ce glissement se produit sans irrégularité lorsque la dislocation est entourée par des paires, des anneaux, ou par des lignes hélicoïdales X(-1).

- le glissement discontinu, par des décrochements lorsque des dislocations de même signe X(+1) sont couplées.

On distingue pour les dislocations X(-1) :

- le glissement discontinu avec décrochement lorsque la dislocation est isolée et de faible tension.

- le glissement continu avec irrégularité en forme de point de rebroussement espacé de p lorsque la ligne isolée a une forte tension de ligne.

Les dislocations $X(+\frac{1}{2})$ possèdent lorsqu'elles sont obliques le même genre de singularité que les X(-1) de forte tension de ligne mais de périodicité égale au quart du pas du cholestérique.

Ces propriétés ainsi que la grande stabilité des dislocations $X(\bar{+}1)$ par rapport aux dislocations $X(\bar{+}\frac{1}{2})$ ne peuvent être interprétées dans le cadre du modèle de dislocation X de Frank : à ce modèle doit se substituer un modèle de dislocation à coeur nématique. On donne dans le chapitre suivant un modèle de dislocation à coeur partiellement nématique qui peut être engendré par rotation hélicoïdale d'un motif autour de l'axe cholestérique, Bouligand et Kleman (1970), ou par des nappes cholestériques hélicoïdales. Un modèle de dislocation, à coeur totalement nématique est aussi donné, et correspond très vraisemblablement à nos observations.

REFERENCES

Y.BOULIGAND, C.R.Acad.Sc.Paris, 261-(12), 3665 (1965)
J.Physique, 30 C4, 90 (1969)

Y.BOULIGAND et M.KLEMAN, J.Physique, 31, 1041 (1970)

R.CANO, Bull.Doc.Fr.Miner., 91, 20 (1968)

F.C.FRANK, Disc.Far.Soc., 25, 19 (1958)

G.FRIEDEL, Ann.Physique, 18, 273 (1922)

J.FRIEDEL, Dislocations, Pergamon Press, p.10 (1964)

J.FRIEDEL et M.KLEMAN, dans "Fundamental aspects of the theory of dislocations" (1969)

J.FRIEDEL et P.G.DE GENNES, C.R.Acad.Sci.Paris, 268, 257 (1969)

P.G.DE GENNES, C.R.Acad.Sci.Paris, 266B, 571 (1968)

F.GRANDJEAN, C.R.Acad.Sci.Paris, 172, 71 (1921)

W.F.HARRIS, Phil.Mag., 22, 949 (1971)

M.KLEMAN et J.FRIEDEL, J.Physique, C_4 30, 43 (1969)

LEHMANN, Die flüssige Kristalle (Leipzig) (1904)

F.R.N.NABARRO, Theory of crystal dislocation, Oxford, p.672 (1967)

C.W.OSEEN, Trans.Far.Soc., 29, 883 (1933)

J.RAULT, C.R.Acad.Sci.Paris, 272B, 1275 (1971)

V.VOLTERRA, Annls.Scient.Ec.Norm.Sup.Paris (3) 24, 401 (1907)

PLANCHES

Planche I

a) Demi-boucle ancrée, constituée par deux dislocations X(+1) et X(-1). La jonction se fait par un décrochement.

b) Dislocations X(+1) présentant des singularités ponctuelle tous les $\frac{p}{2}$. Les faisceaux sombres observés entre nicols croisés partant des dislocations X(+1) ont une forme de spirale.

c) Dislocations $X(\bar{+}1)$ glissant dans la préparation donnent à la surface libre des dislocations coin (paire p).

d) Emergence à la surface libre de deux dislocations X(+1) et X(-1). La recristallisation d'impureté à la surface donne l'orientation des molécules. Le front de distorsion entre les deux dislocations est l'analogue d'un front de croissance, ou marche dans un cristal.

Planche II

a) Système de deux lignes hélicoïdales entourant une ligne centrale, déformé par la montée dans la préparation cholestérique, à droite se trouve une X(-1) qui est consitutée de branches d'hélice.

b) Différents types de dislocations observés dans les préparations cholestériques à grand pas. Une X(+1) entourée d'anneaux de dislocation espacée de p, ou entourée par une X(-1) hélicoïdale de pas p. Une $X(+\frac{1}{2})$ en bas et une X(-1) en haut présentant des singularités en forme de point de rebroussement.

Planche III

a) Dislocation X(+1) entourée par des anneaux de dislocation la ligne ne présente pas d'irrégularité.

b) Ligne X(+1) présente deux irrégularités puis passe de manière discontinue à un plan cholestérique supérieur, par un décrochement. Elle est entourée au décrochement par un demi-anneau de dislocation.

c-d) Différents systèmes de dislocations X(+1) couplés.

Planche IV

a) Ensembles hélicoïdaux X(+1), X(-1) imbriqués les uns dans les autres.

b) Dislocation X(+1) entourée par une dislocation X(-1) hélicoïdale. La mise au point est faite à la surface libre, la recristallisation d'impuretés en surface montre la distorsion dans l'orientation des molécules, entre les deux points d'ancrage des dislocations.

c) Dislocations X(+1) entourées par un anneau de dislocation, et par une ligne hélicoïdale X(-1).

d) Paires p contenues dans le plan cholestérique. Le glissement peut se faire soit par des décrochements, soit de manière hélicoïdale.

Planche V

a) Système de deux dislocations X(+1) couplées, l'ensemble étant vertical ; ces deux dislocations sont des dislocations hélicoïdales de pas double de celui du cholestérique, et de chiralité opposée au cholestérique.

b) Le même système est rendu oblique dans la préparation, le glissement se fait par des décrochements, les demi-anneaux de dislocations sont contenus dans des plans cholestériques espacés de $\frac{p}{2}$. Si le système est rendu très oblique au décrochement, on voit la dislocation X(+1) correspondante.

c) Même système que précédemment. On voit de plus une X(+1) isolée en haut de la photographie, elle présente des singularités espacées de $\frac{p}{2}$, la chilarité de la ligne entre deux singularités est la même que celle du cholestérique, donc opposée à la chiralité des lignes X(+1) couplées.

d) Système X(+1) couplé à l'équilibre.

Planche VI

a) Couplage attractif et répulsif entre une dislocation $X(+\frac{1}{2})$ et $X(-1)$, la $X(+\frac{1}{2})$ est la dislocation fine, la $X(-1)$ est la dislocation épaisse.

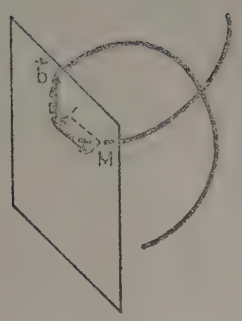
b) Glissement d'une dislocation $X(+\frac{1}{2})$ ou d'une paire oblique.

c) Système de dislocations hélicoïdales concentriques de pas très supérieur au pas du cholestérique (voir figure 18a, $2^{ème}$ partie).

d) Mode de glissement d'un système de 4 dislocations hélicoïdales rendu très oblique.

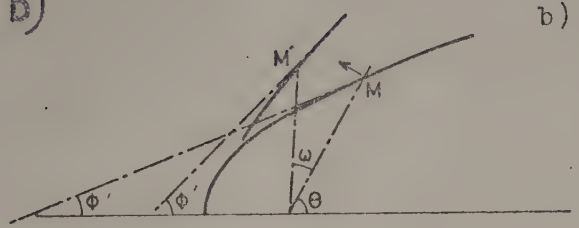
Figure 1

a)



a) Dislocation dans un cholestérique. Un petit déplacement $\vec{mm}$ le long de la ligne L peut être décomposé en un déplacement dans le plan de glissement et un déplacement perpendiculaire à ce plan (montée).

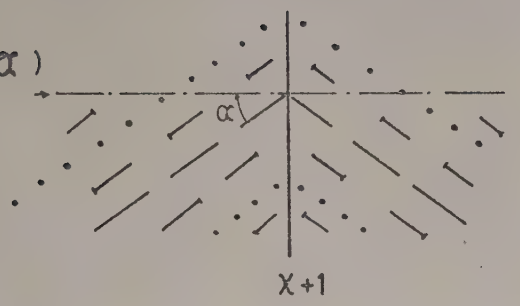
b)



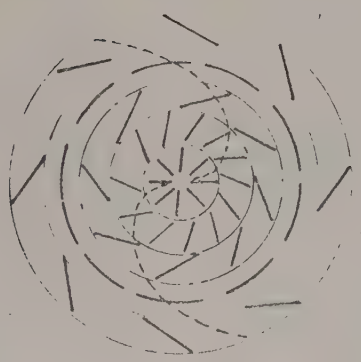
b) Isocline des molécules dans un plan horizontal autour d'une dislocation χ verticale : relation entre l'angle polaire θ et l'angle ϕ que fait la direction des molécules avec l'axe oX. ω est la rotation de la platine du microscope.

c)

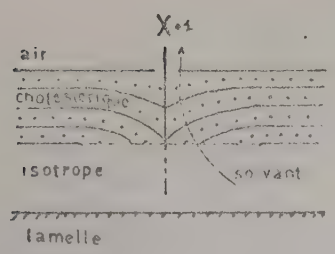
α)



β)



γ)



c) Distorsion des plans cholestériques autour d'une dislocation $\chi(+1)$.

α) Coupe verticale.

β) Coupe horizontale, perpendiculaire à la dislocation.: spirale des faisceaux.

γ) Nucléation de la phase cholestérique à partir de la $\chi(+1)$.

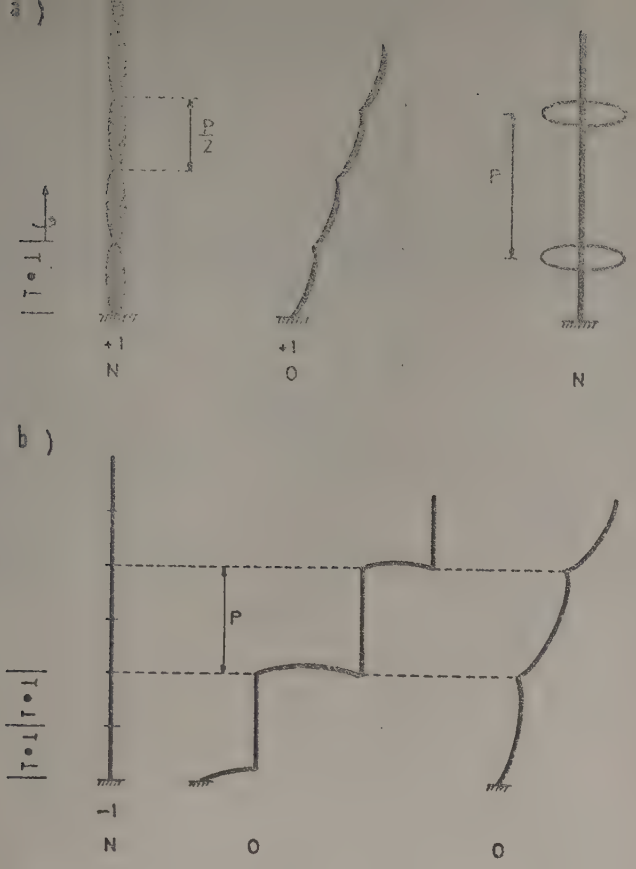


Figure 2 :

a) Dislocation χ verticale (N) ou oblique(O). Si elle est entourée d'anneaux de dislocation, les singularités disparaissent.

b) Dislocation χ(-1)verticale(N) sans irrégularité, ou oblique(O) présentant des décrochements, ou des irrégularités en forme de point de rebroussement.

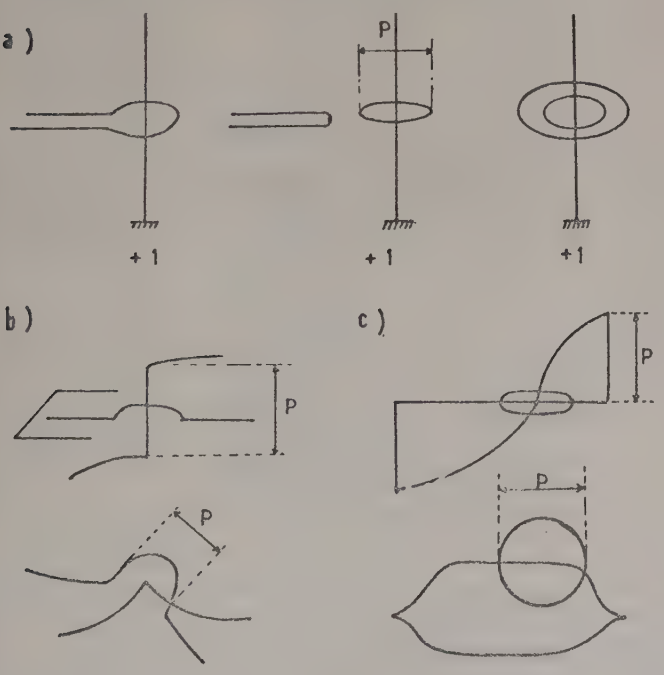


Figure 4 :

a) Formation d'un anneau de dislocation autour d'une χ(+1)

b) (+1), entourée par un demi-anneau de dislocation (photo III b).

c) Boucle présentant deux décrochements. Une partie de la boucle glisse de manière continue dans la préparation à travers un anneau de dislocation.

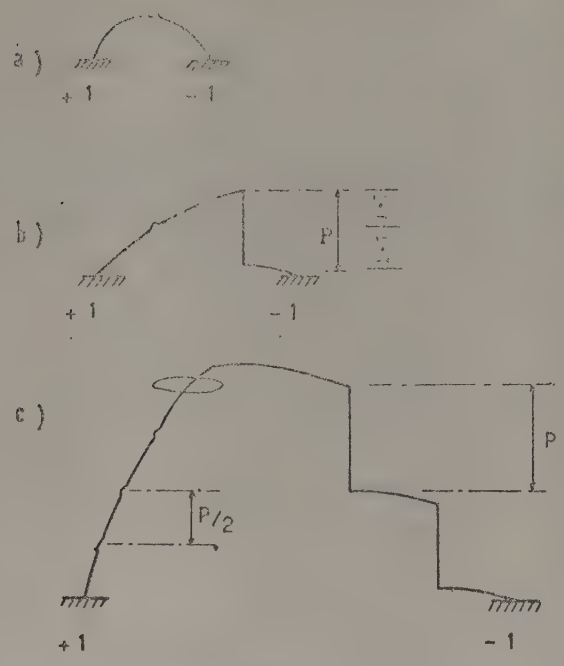


Figure 3

Différentes boucles ancrées, sur la lamelle, constituées d'une dislocation χ(+1) et d'une dislocation χ(-1) (photo 1 a).

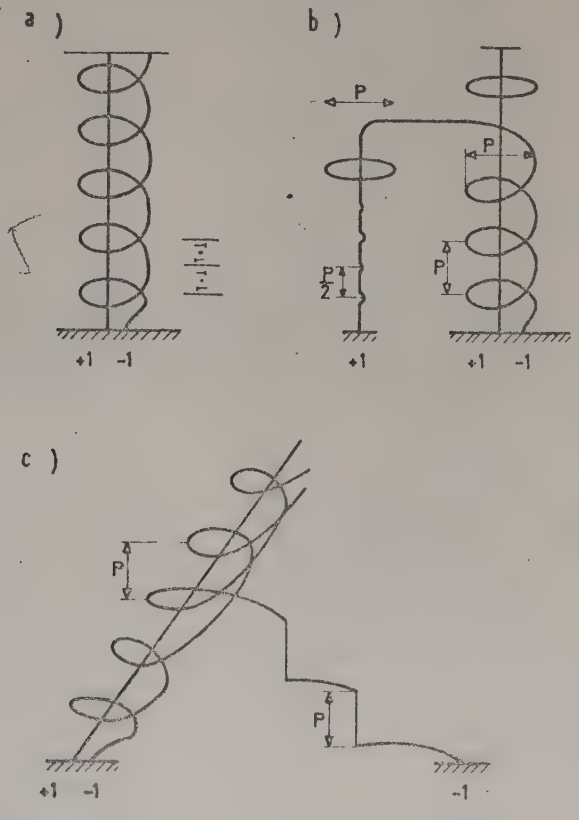


Figure 5

Systèmes hélicoïdaux constitués par une χ(+1) centrale entourée par une χ(-1) hélicoïdale (a,b) ou par deux χ(-1) hélicoïdales. La χ(+1) centrale ne possède plus d'irrégularité.

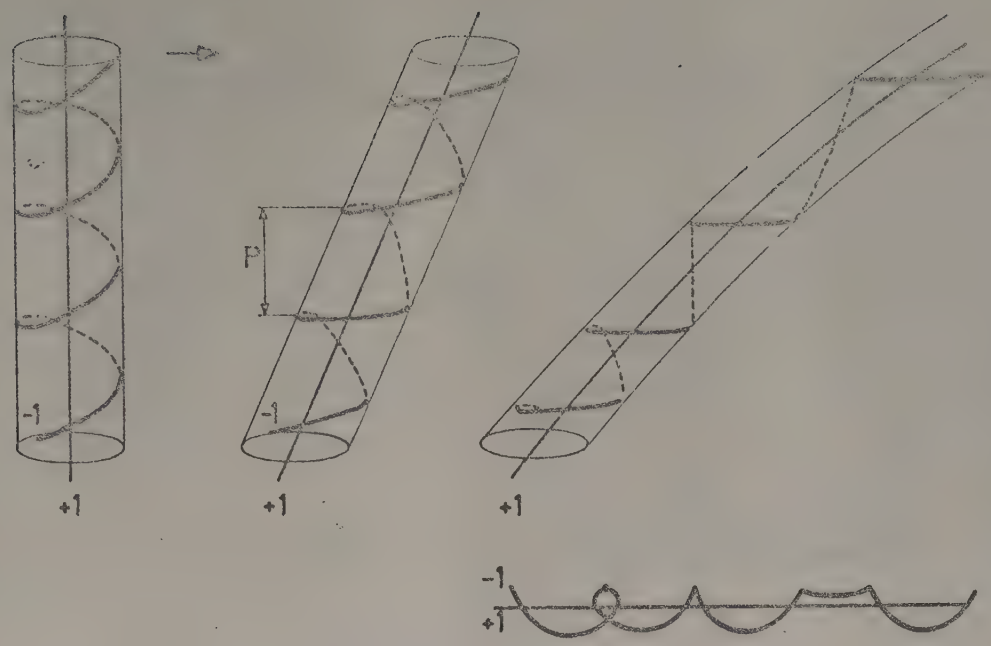


Figure 6

Processus de montée et de glissement d'une dislocation $\chi(+1)$ entourée par une dislocation $\chi(-1)$ hélicoïdale. Ce système est rendu oblique en déplaçant les points d'ancrage des dislocations à la surface libre (photo IIb).

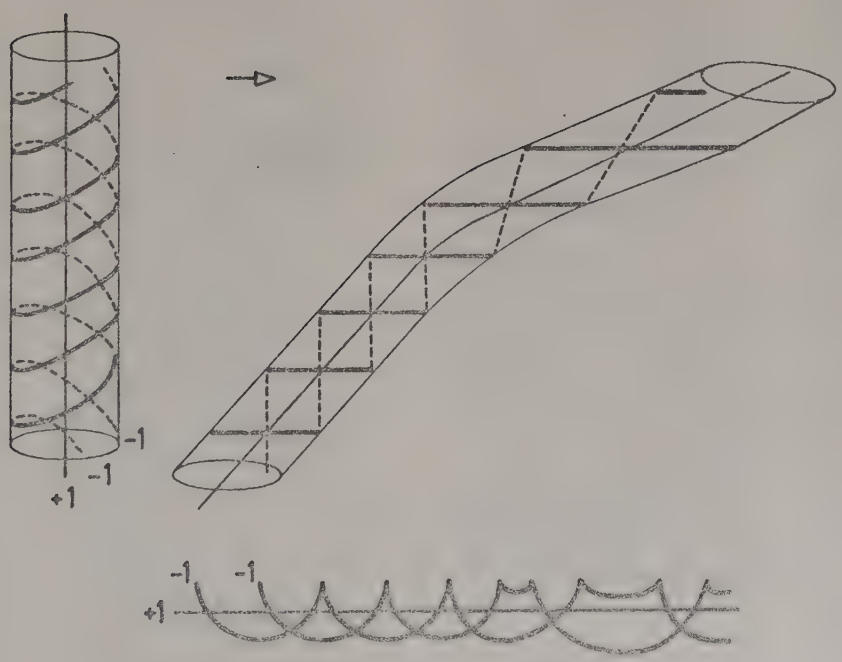


Figure 7

Processus de glissement et de montée d'un système constitué par une $\chi(+1)$ centrale et deux $\chi(-1)$ hélicoïdales (photo IIb).

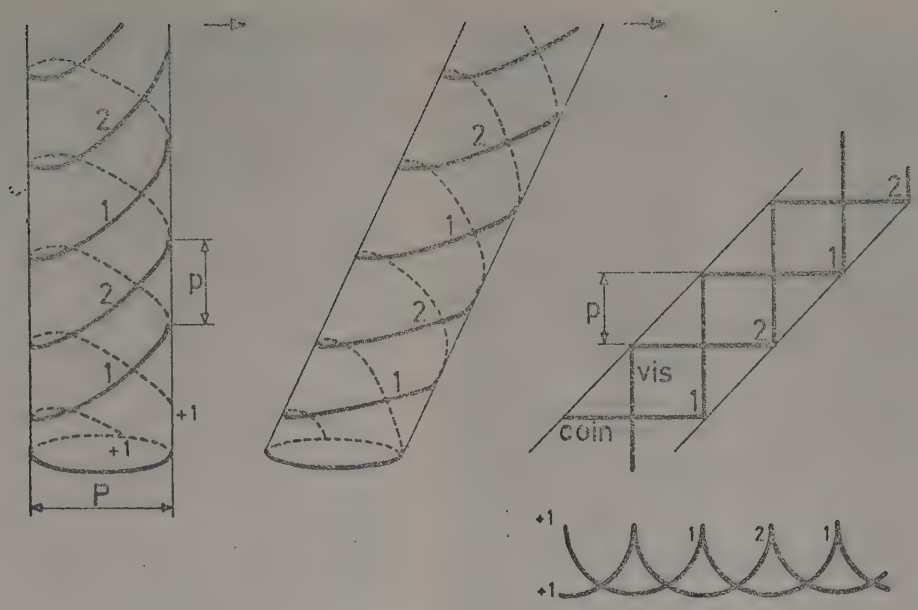


Figure 8

Passage d'un système de deux dislocations χ(+1) hélicoïdales à un système de dislocation glissant de manière discontinue (décrochement) et formant ainsi un double escalier d'arceaux (planche V).

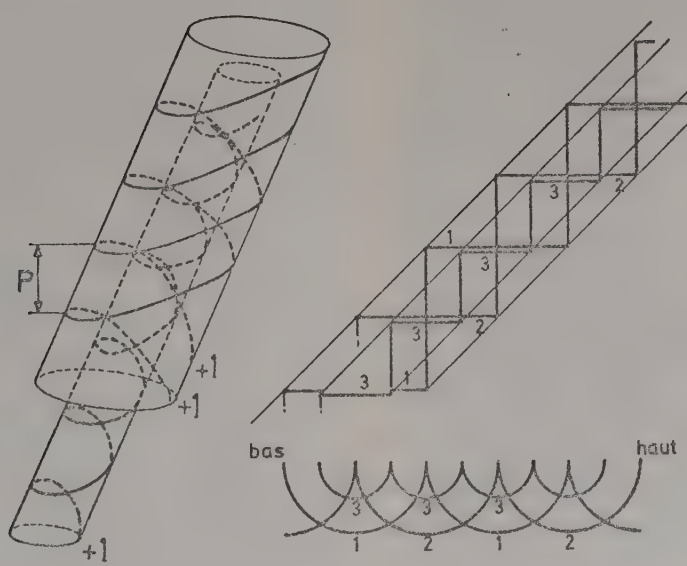


Figure 9

Couplage hélicoïdal de trois dislocations χ(+1). Par un déplacement des points d'ancrage à la surface libre parallèle aux plans cholestériques, on obtient un système d'arceaux reliés entre eux par des décrochements (c'est le système observé à l'équilibre, photo IIIc).

Planche.1

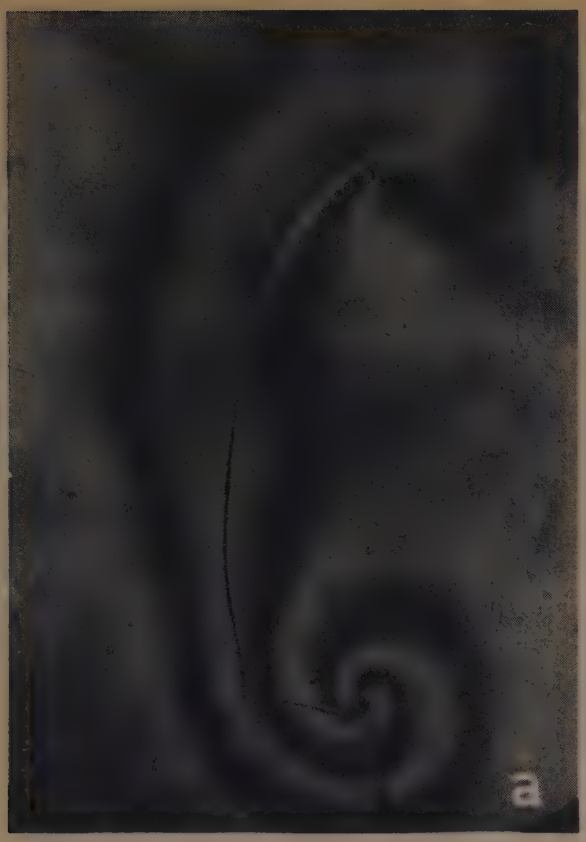
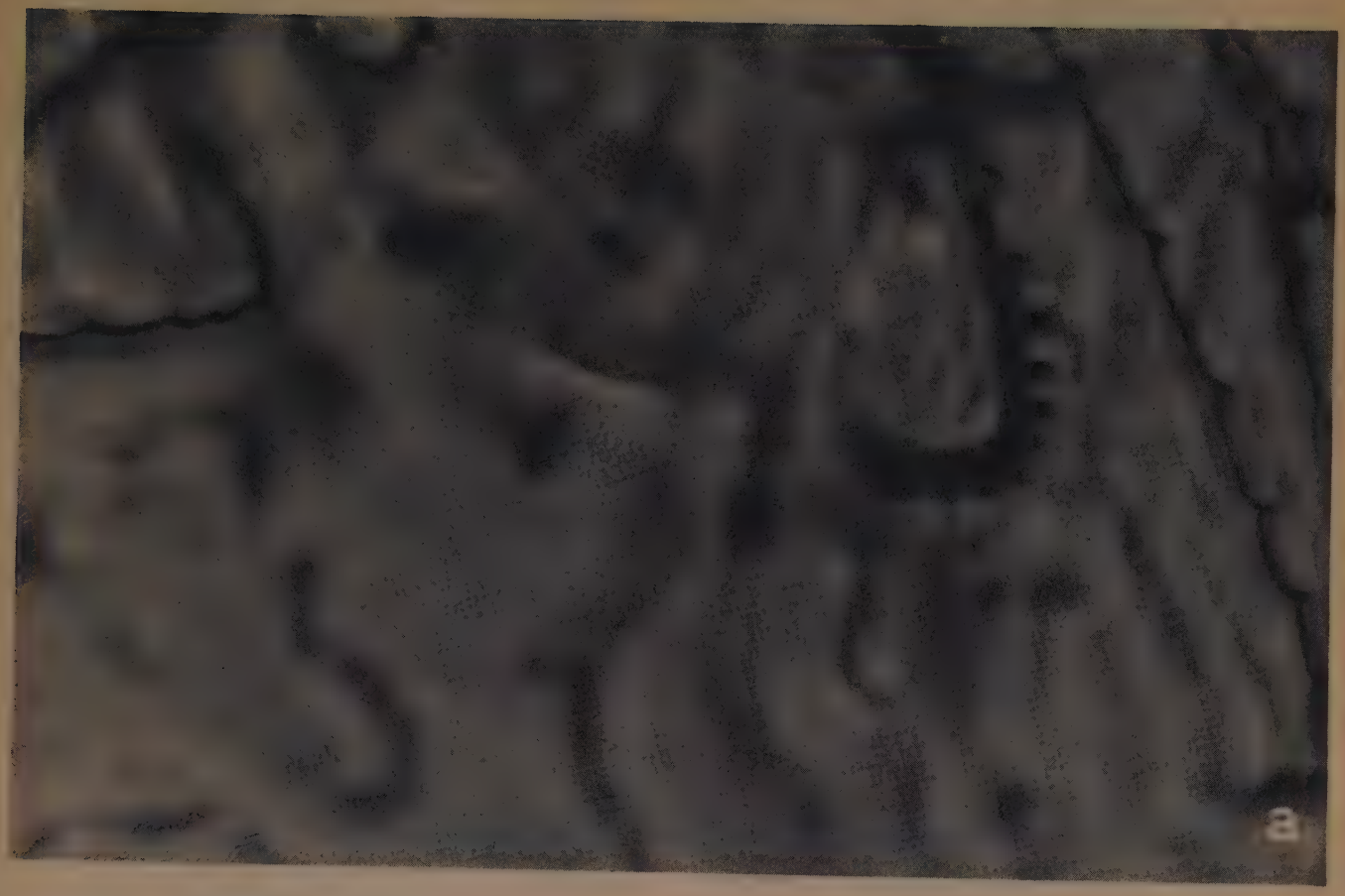


Planche. 2



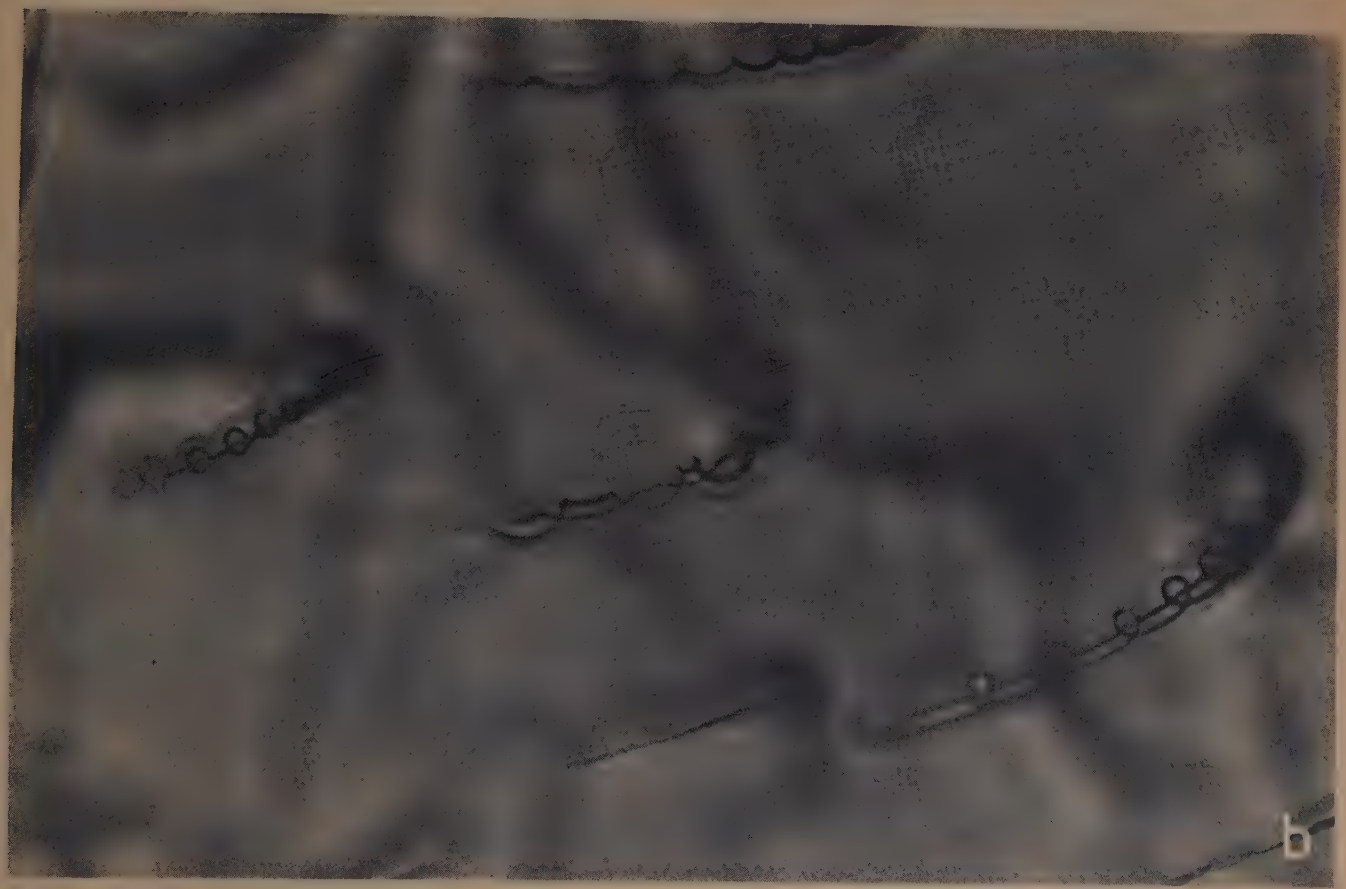
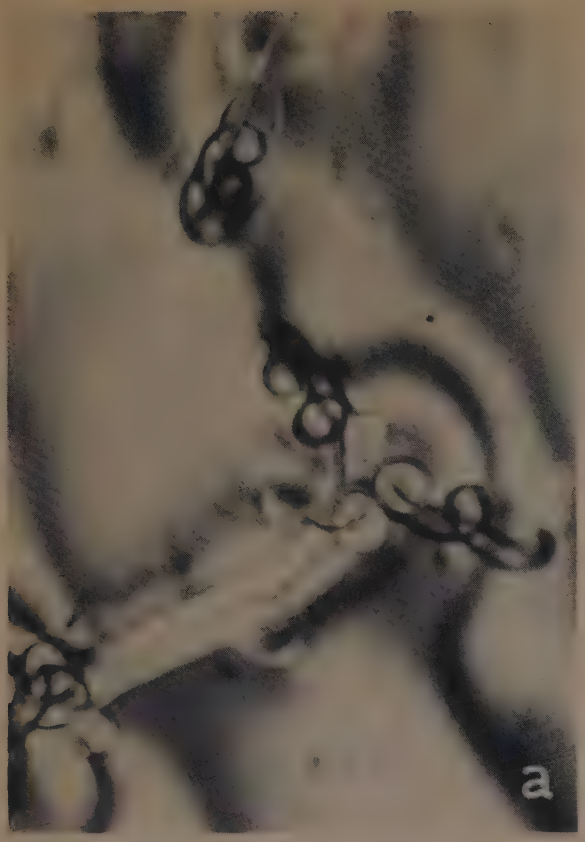


Planche. 3

Planche.4



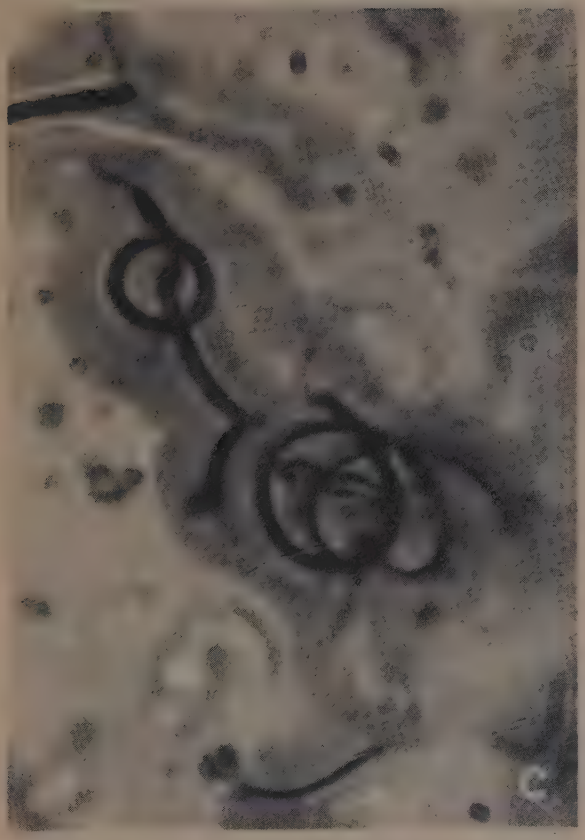
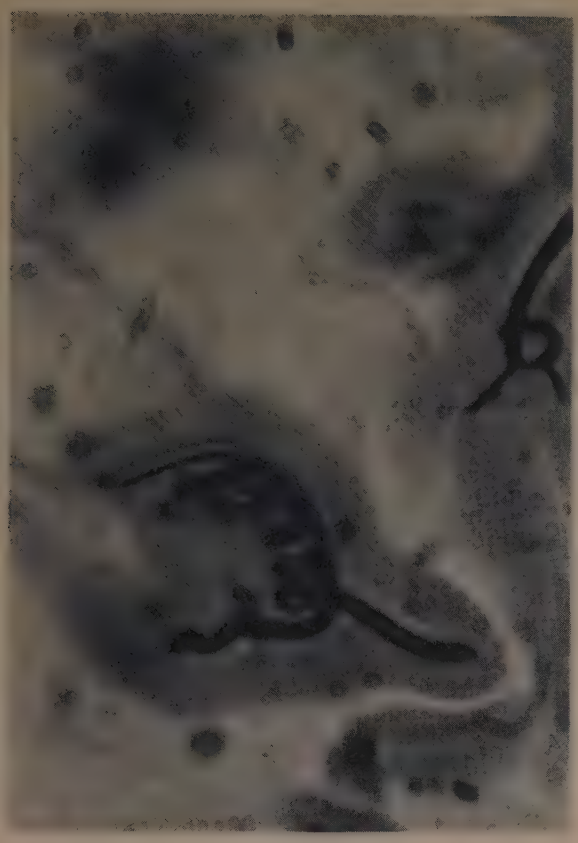
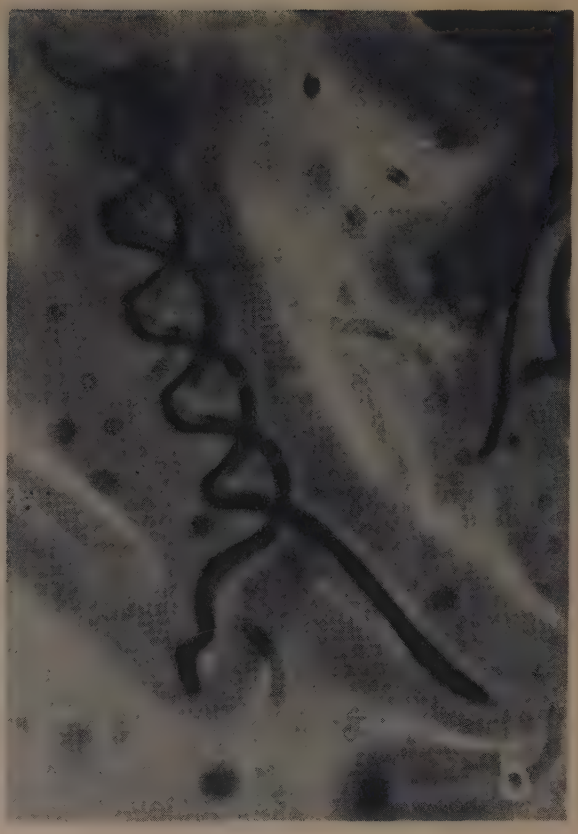
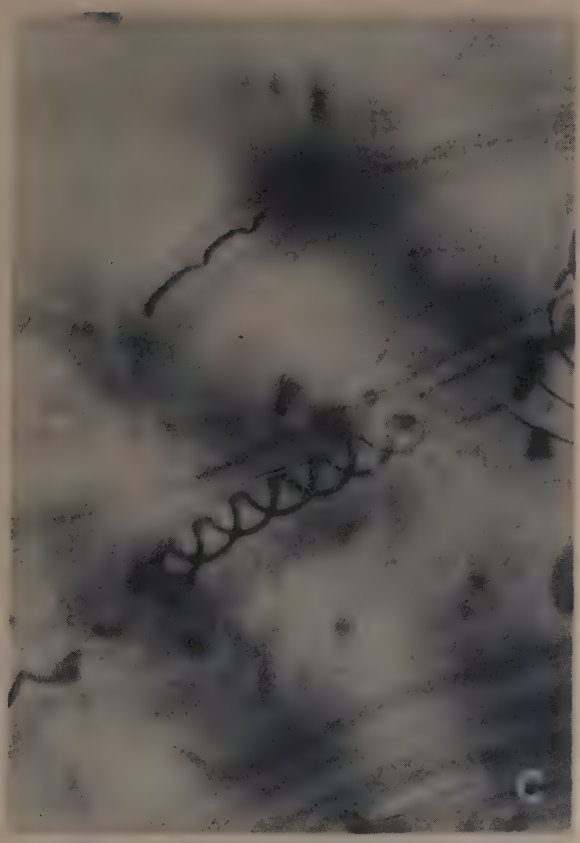


Planche. 5







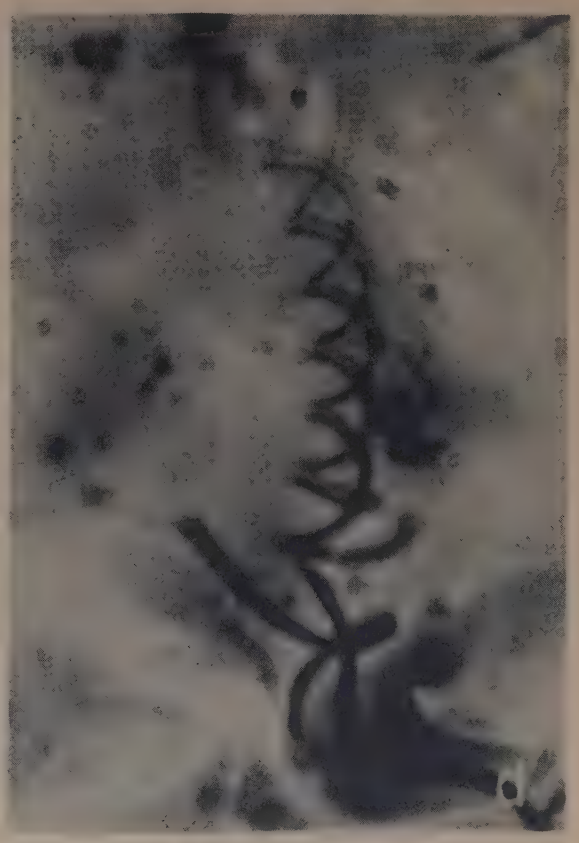
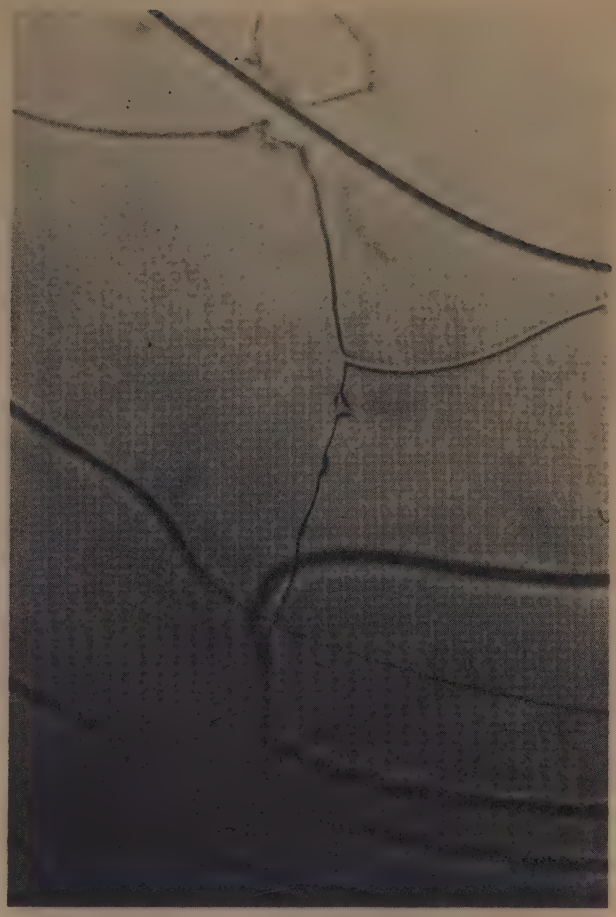
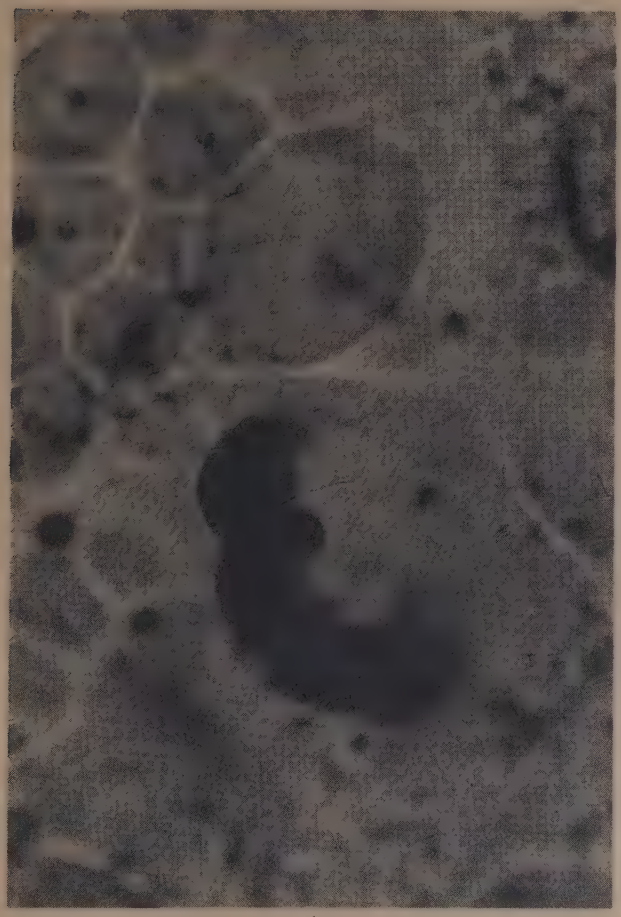


Planche.6

a



b



c

d

C H A P I T R E III.2

ENGENDREMENT DES DISLOCATIONS X

Nous décrivons dans ce chapitre deux modèles d'engendrement de dislocations X qui conduisent à des dislocations à coeur partiellement nématique ; l'engendrement hélicoïdal autour de l'axe cholestérique d'un motif, et l'engendrement par des nappes cholestériques hélicoïdales. Ces deux engendrements peuvent être obtenus par les processus de Volterra. Les propriétés de glissement hélicoïdal des dislocations (X) analysées dans le chapitre précédent sont expliquées dans le cadre de la théorie de Bouligand et Kleman. Les autres propriétés peuvent s'expliquer dans le cadre d'un modèle de dislocation X à coeur totalement nématique.

1. INTRODUCTION

Dans le chapitre III.1 nous avons décrit les principales propriétés des dislocations X dans les cholestériques, et montré qu'au modèle de Frank des dislocations X devrait se substituer un modèle à coeur nématique. Dans ce chapitre nous décrivons deux processus de génération de dislocation qui peuvent se ramener aux processus de Volterra. Le premier processus est un engendrement hélicoïdal d'un motif cholestérique autour de l'axe hélicoïdal. Nous étendrons ce processus au cas où le motif cholestérique est tout à fait quelconque, d'axe variable et nous montrons que dans le cadre de cette théorie, on peut expliquer les différents types de glissement hélicoïdal des dislocations X, de même que certains types de couplages entre dislocations.

Le deuxième processus est obtenu par des nappes cholestériques hélicoïdales. Les plans cholestériques ne sont plus horizontaux mais se relèvent de plus en plus au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'axe des nappes c'est-à-dire de la dislocation. Ce modèle peut expliquer les gonflements périodiques sur les dislocations X(+1) et on montrera que l'énergie de coeur de ces dislocations vis est très inférieure aux énergies de coeur des autres dislocations, expliquant ainsi la stabilité de ces dislocations.

Les dislocations X d'ordre 1 dans ces deux modèles , ont des coeurs partiellement nématiques. Nous proposerons alors un modèle de dislocation à coeur totalement nématique qui pourrait expliquer toutes nos observations. Nous renvoyons souvent dans ce chapitre aux photographies et aux dessins du chapitre précédent.

2. PROCESSUS DE VOLTERRA

Le modèle de dislocation de rotation que Frank détermina en partant de l'expression de l'énergie libre peut être obtenu par le processus de Volterra (1907) de deux manières différentes :

1er processus :

a) On coupe le solide ou le cristal liquide cholestérique suivant une surface S contenant la ligne L perpendiculaire aux plans cholestériques

b) On enlève de la matière (figure 10a) et on recolle les deux lèvres S_1 et S_2 de la surface de coupure par une rotation $\Omega = n\pi$ autour de L, ou bien (figure 10b) on déplace les lèvres S_1 et S_2 par une rotation $\Omega = -n\pi$ et on rajoute de la matière.

c) On laisse relaxer élastiquement le cristal obtenu, on obtient ainsi des dislocations de rotation $\Omega = \mp n$.

2e processus :

On coupe comme précédemment le cristal, la surface de coupure est limitée par la ligne L ; on déplace verticalement les deux lèvres d'une quantité $n\frac{p}{2}$ qui est une opération de symétrie du cholestérique. On obtient ainsi une dislocation vis de vecteur de Burgers $\vec{b} = n\frac{p}{2}$.

Cette dislocation de translation est équivalente à la dislocation de rotation précédente ; en effet soit un circuit circulaire fermé autour de la ligne L avant la coupure. Après déplacement des deux lèvres S_1 et S_2, ce circuit comporte une partie hélicoïdale, la roation des molécules autour de Oz le long du circuit est nulle. Le long de la partie verticale, les molécules tournent de n autour de l'axe Oz dans le même sens ou dans le sens contraire de parcours du circuit, suivant que $\vec{p}$ et $\vec{b}$ ont même direction, ou des directions opposées, c'est-à-dire suivant

que la vis est de même chiralité ou de chiralité opposée au cholestérique.

La rotation des molécules le long d'un circuit fermé ne dépend pas du chemin choisi, la rotation dans un plan horizontal est donc égale à

$$r = \Omega \pi S = n\pi$$

D'où l'ordre de la dislocation : $S = \frac{n}{2}$.

n est négatif si la dislocation vis a même chiralité que le cholestérique ; n est positif dans le cas contraire. Les deux processus de Volterra sont donc équivalents ; mais ils conduisent à des coeurs totalement différents, que nous étudierons dans un paragraphe suivant.

On peut imaginer le produit de ces deux processus, d'une rotation $\vec{\Omega}$ et d'une translation $\vec{b} = -\frac{\Omega}{2\pi}\vec{p}$ qui est alors équivalente à une dislocation de rotation 2Ω. (2Ω doit être une opération de symétrie du cholestérique donc $\Omega = n\frac{\pi}{2}$). Ce processus a été décrit par Friedel et Kleman (1969) dans les cholestériques et puis par Harris (1971) dans les cristaux. Cet auteur a appelé dispiration ce processus produit de rotation et de translation. Le produit d'une rotation Ω par une translation $+\frac{\Omega}{2\pi}p$ est équivalent à zéro, aucune singularité n'existe, et la distorsion créée près de l'axe est relaxée par la viscosité.

Les dislocations X de type de Frank correspondent à une configuration planaire des molécules ; les plans cholestériques sont partout horizontaux. Ce type de dislocation peut être engendré par le premier processus. Les dislocations X engendrées par des nappes cholestériques hélicoïdales dans la dislocation correspondent au deuxième processus. Les dislocations X obtenues par rotation hélicoïdale d'un motif correspondent au produit des deux processus ; une rotation de 2π autour de l'axe hélicoïdal et une translation $n\frac{p}{2}$ parallèle à l'axe hélicoïdal.

3. ENGENDREMENT HELICOIDAL DES DISLOCATIONS X

Bouligand et Kleman (1971) ont montré que la rotation hélicoïdale d'un motif avec ou sans singularité autour de l'axe cholestérique, engendre une dislocation X. Nous donnons ci-dessous une formulation générale plus simple.

Prenons le cas simple d'un motif sans irrégularité, tel que celui de la figure 11a, en faisant tourner hélicoïdalement le motif autour de l'axe Oz avec un pas égal à $\frac{mp}{2}$; on engendre tout le cholestérique, avec une ligne de singularité le long de Oz.

Soit un circuit Γ autour de la singularité, comportant une partie hélicoïdale ABC et une partie CA verticale. Le long de la partie hélicoïdale les molécules tournent de 2π autour de Oz dans le même sens que le sens de parcours le long du circuit, le long de la partie verticale elles tournent de $-m\pi$ si l'engendrement hélicoïdal a la même chiralité que le cholestérique ; elles tournent de $+m$ dans le cas contraire. La rotation globale est donc :

$$\Omega = 2\pi \pm m\pi$$

d'où l'ordre

$$S = 1 - \varepsilon \frac{m}{2} \qquad (1)$$

ε est positif pour l'engendrement de même chiralité que le cholestérique, il est négatif dans le cas contraire.

Ce mode d'engendrement donne à longue distance comme à courte distance la même distribution moléculaire que celle donnée par Frank, figure (11a).

Cas où il y a des singularités dans le motif

Nous distinguerons deux cas :

a) le motif est cholestérique avec l'axe cholestérique patout parallèle à l'axe d'engendrement,

b) le motif possède des régions de chiralité opposée, des régions cholestérique et nématique, ou une même région cholestérique, dans laquelle l'axe cholestérique n'est plus parallèle à l'axe d'engendrement.

a) Motif cholestérique d'axe parallèle à l'axe d'engendrement

Soit $m\frac{p}{2}$ la hauteur du motif. p est le pas du cholestérique loin de l'axe dans le milieu extérieur. Par rotation hélicoïdale de ce motif comportant r singularités, on obtient une dislocation centrale d'ordre S_i entourée par r dislocations hélicoïdales de pas $\frac{mp}{2}$.

L'ordre de la dislocation équivalente à cet ensemble est déterminé comme précédemment en calculant la rotation des molécules autour de Oz, le long d'un circuit hélicoïdal ABCA (figure 12a) d'où :

$$S_e = 1 - \varepsilon\frac{m}{2}$$

Soit n le nombre de plans supplémentaires introduit par les discontinuités hélicoïdales dans le motif. n sera négatif dans le cas où les plans introduits sont du côté extérieur ; le long d'un chemin A'B'C'A' autour de Oz dans le milieu intérieur, les molécules tournent autour de Oz d'un angle :

$$\Omega_i = 2\pi - (m + n)\pi$$

L'ordre de la dislocation intérieure est donc :

$$S_i = 1 - \varepsilon\frac{m + n}{2} \qquad (2)$$

L'ordre de la dislocation intérieure est relié à l'ordre de la dislocation équivalente à l'ensemble par la relation :

$$S_e = S_i + \varepsilon\frac{n}{2} \qquad (3)$$

n peut prendre toutes les valeurs entières positives, s'il est négatif on doit avoir

$$m - |n| > 0. \qquad (4)$$

Le cas n = -m correspondant à un milieu intérieur nématique, sera traité dans le paragraphe suivant.
Les relations (1) à (4) sont valables quel que soit le pas d'équilibre des milieux cholestériques intérieur ou extérieur : les exemples ($S_i \neq 0$, $S_e = 0$) et ($S_i = 0$, $S_e \neq 0$) ont été décrits par Bouligand et Kleman sous le nom de paires modifiant le milieu extérieur, et de paires modifiant le milieu intérieur.

Le cas $S_i = -1$ et $S_e = 0$ dessiné sur la figure 12a correspond à une dislocation X(-1) entourée par une paire hélicoïdale, de même chiralité que le cholestérique ; l'ensemble ne produit aucune distorsion dans le milieu extérieur. Ce cas n'a pas été observé dans nos expériences cholestériques à grand pas ; par contre, le cas $S_i = +1$ et $S_e = 0$ correspondant à nos observations (figure 5) n'est pas prévu par ce modèle d'engendrement, il en est de même du système $S_i = +1$ $S_e = -1$.

Le cas $S_i = 0$ $S_e = -1$ n'existe pas tel qu'il est dessiné sur la figure 12b ; en effet lorsque les points d'ancrage d'une dislocation X(-1) sont sur une même verticale, celle-ci est rectiligne. Cependant il permet d'expliquer le processus de glissement de la dislocation X(-1) lorsque celle-ci est oblique dans la préparation cholestérique :

Déplaçons un des points d'ancrage de la dislocation hélicoïdale de la figure 12b, qui est équivalente à grande distance à une dislocation X(-1). La paire hélicoïdale se déforme peu à peu, et les parties hélicoïdales du même côté du cylindre (C) sur lequel se trouve la dislocation, prend un caractère de paire plus accentué, tandis que les parties de l'autre côté du cylindre acquièrent un caractère vis (ou de paire hélicoïdale proche de l'axe). Si l'angle d'inclinaison est suffisamment grand, on obtient des paires hélicoïdales reliées par des dislocations vis comme le montre la figure 12c.

Au décrochement, la distance qui sépare les deux arceaux est égale au pas du cholestérique. Par l'observation verticale, on obtient des arceaux reliés entre eux par des décrochements, la dislocation vis verticale n'est pas visible.

Ce mode de glissement semblerait correspondre au glissement des dislocations X(-1) obliques, observé dans nos préparations cholestériques pour lesquelles la tension de ligne des dislocations est faible.

On peut envisager une modification de ce processus afin que le glissement se fasse sans changement de nature de la dislocation, c'est-à-dire sans passage de paire hélicoïdale en dislocation vis.

Les arceaux hélicoïdaux peuvent être reliés entre eux directement, le point de rebroussement remplace le décrochement. Pour une meilleure compréhension topologique de ce modèle, nous avons relié sur la figure 13a les arceaux par des paires contenues dans les plans cholestériques. Expérimentalement cette paire n'est pas observée. Lorsque $\ell \to 0$ on obtient une série d'arceaux hélicoïdaux tangents sur des cylindres de même rayon et tangents les uns aux autres.

Ce processus de glissement (figure 13a) semble correspondre aux observations faites dans les mélanges cholestériques dans lesquels les dislocations ont une grande tension de ligne. Sur la même figure est dessiné le glissement d'une paire p, ne modifiant pas le milieu cholestérique, c'est-à-dire équivalente à une dislocation X d'ordre zéro.

b) Glissement des dislocations $X(\mp\frac{1}{2})$

Le glissement des dislocations $X(\mp\frac{1}{2})$ se ferait d'une manière analogue. La dislocation $X(-\frac{1}{2})$ est équivalente à une paire $\frac{p}{2}$ hélicoïdale ($\varepsilon = 1$) et de pas $\frac{3p}{2}$. Par le processus de montée décrit pour la X(-1) on obtiendrait des singularités en forme de point de rebroussement espacées de $\frac{3p}{4}$. La dislocation $X(+\frac{1}{2})$ est équivalente à une paire $\frac{p}{2}$ hélicoïdale de même chiralité que la

précédente (même chiralité que le cholestérique) mais de pas $\frac{p}{2}$. Les discontinuités le long de cette ligne seraient donc espacées de $\frac{p}{4}$.

Expérimentalement on n'observe ce genre de discontinuités que sur les $\chi(+\frac{1}{2})$. Ce modèle n'est donc pas applicable aux deux dislocations $(\mp\frac{1}{2})$. Cette différence dans le processus de glissement des dislocations $(+\frac{1}{2})$ et $(-\frac{1}{2})$ pourrait être expliquée par la nature du coeur des paires $\frac{p}{2}$.

Le glissement hélicoïdal d'une paire $\frac{p}{2}$ pourrait être favorisé, ou empêché par la structure du coeur. Celui-ci peut être de deux types $\lambda^+\tau^-$ ou $\lambda^+\tau^-$, Kleman-Friedel (1969). Cette paire a donc une structure asymétrique ; elle est composée de deux disclinaisons positive ou négative totalement différentes ; la disclinaison λ ne présente pas de discontinuité du coeur, la disclinaison τ en présente une. La tension de ligne de la paire résulte des deux tensions des lignes λ et τ. Si ces tensions sont égales, le glissement n'est pas influencé par la nature de la paire. Il est cependant vraisemblable que la tension de ligne τ est plus forte que la tension de ligne λ ; la paire a alors tendance à se courber du côté (τ). La figure 11b montre l'équivalence d'une $\chi(+\frac{1}{2})$ avec une dislocation τ^- entourée par une dislocation λ^+, la paire $\frac{p}{2}$ proche de l'axe a une structure $\lambda^+\tau^-$.

Si la ligne a la structure $\lambda^+\tau^-$, la concavité de la ligne est du côté opposé au plan $\frac{p}{2}$ introduit par la paire. Si la ligne a la structure $\lambda^-\tau^+$, la concavité est du côté du plan introduit.

Dans le système ($S_e = +\frac{1}{2}$ $S_i = 0$), le plan supplémentaire introduit par la dislocation hélicoïdale est du côté du milieu intérieur ; il est du côté du milieu extérieur pour le système ($S_e = -\frac{1}{2}$ $S_i = 0$). L'effet de tension de ligne favorise donc le glissement hélicoïdal des paires $\frac{p}{2}$ ($S_e = \frac{1}{2}$, $S_i = 0$) et s'oppose à celui des paires ($S_e = -\frac{1}{2}$, $S_i = 0$) si on adopte un modèle $\lambda^-\tau^+$ du coeur. Les conclusions sont inversées s'il s'agit d'un modèle $\lambda^+\tau^-$. (voir figure 12d).

Cet effet pourrait donc expliquer les glissements différents des deux dislocations $\chi(\mp\frac{1}{2})$; il est cependant difficile de dire pourquoi on est en présence du modèle $\lambda^-\tau^+$ et non du mo-

dèle $\lambda^+\tau^-$ des paires $\frac{p}{2}$ et pourquoi ces deux modèles n'existent pas en même temps. Nous pensons donc que cet effet n'est pas suffisant pour expliquer nos observations.

c) Motif non uniforme

Le milieu intérieur peut être nématique avec l'axe d'orientation des molécules parallèle à l'axe d'engendrement hélicoïdal. Le milieu intérieur ne possède plus de singularité. De tels modèles ont été décrits par Kleman et Friedel (1968) et par Bouligand et Kleman (1971).

Un cas plus général est celui où les deux milieux cholestériques ont des axes hélicoïdaux perpendiculaires. Les figures 14 et 15 montrent de tels systèmes. Notons que l'axe d'engendrement est un axe de révolution pour le milieu cholestérique possédant un axe hélicoïdal horizontal. Dans le milieu où l'axe hélicoïdal est vertical, cet engendrement crée une distorsion analogue à celle créée par une dislocation χ d'ordre S donné par la relation (1). La dislocation dans le milieu intérieur est une dislocation de rotation $\lambda(2\pi)$ ou $\tau(2\pi)$. Pour que la séparation des deux milieux cholestériques soit parfaite, il faut comme précédemment que m = n c'est-à-dire que la distance entre paires p hélicoïdales soit égale au pas du cholestérique.

La figure 14 représente une dislocation hélicoïdale ($\lambda^+\lambda^-$) ou ($\tau^+\tau^-$) de même chiralité que le cholestérique et de même pas entourant une dislocation de rotation $\lambda(2\pi)$ ou $\tau(2\pi)$, l'ensemble ne donnant aucune distorsion dans le milieu extérieur. Ce modèle prévoit un diamètre des hélices de l'ordre du pas du cholestérique, afin que la torsion soit respectée dans le milieu cholestérique intérieur.

Notons que la structure continue du coeur de la dislocation explique la disparition des singularités ponctuelles observées sur les (+1) isolées.

Le modèle de la figure 14b semble énergétiquement moins favorable que le modèle (14(a) car la dislocation $\tau(2\pi)$ a un coeur

possédant des discontinuités dans l'orientation des molécules, et les paires $\tau^+\tau^-$ ont aussi une énergie de coeur plus forte que les paires $\lambda^+\lambda^-$.

On pourrait envisager le cas d'une dislocation hélicoïdale ($\varepsilon = -1$) de même pas que le cholestérique, entourant une dislocation centrale $\lambda(2\pi)$. L'ordre de la dislocation équivalente serait $S_e = 2$ et l'ordre de la dislocation intérieure $S_i = 1$. Les deux dislocations intérieure et extérieure seraient de même ordre.

En fait, on n'observe jamais ce genre de couplage entre deux dislocations $\chi(+1)$. On observe plutôt, lorsque l'on rend vertical l'ensemble des deux dislocations $\chi(+1)$ (figure 8), que ces deux dislocations se transforment en paires hélicoïdales de même pas et de même chiralité ($\varepsilon = -1$). On est donc amené à penser que les deux dislocations hélicoïdales ne seraient pas des dislocations parfaites, mais un mélange de dislocation paires et vis, le pas étant alors le double de celui donné par la relation (1), c'est-à-dire le double du pas cholestérique comme il est observé.

La figure 15 a montre un même couplage hélicoïdal, le milieu intérieur a un diamètre égal à $\frac{np}{2}$. La figure 15b est le cas inverse où l'axe cholestérique du milieu intérieur est parallèle à l'axe d'engendrement, à l'extérieur il est perpendiculaire. On obtient un système de lignes hélicoïdales espacées du pas (paire p) ou du demi pas (paires $\frac{p}{2}$) du cholestérique, entourant une ligne de dislocation centrale dont l'ordre est donné par (1).

Un cas plus général est celui où les deux milieux extérieur et intérieur sont séparés par un milieu nématique, ou par un milieu cholestérique d'axe hélicoïdal perpendiculaire à l'axe d'engendrement. Ce milieu intermédiaire permet un découplage entre les deux milieux. Les ordres de dislocations équivalentes et intérieures ne sont plus reliés par la relation (4).

Prenons le cas du couplage de trois dislocations $\chi(+1)$, la dislocation équivalente à cet ensemble a un ordre $S_e = 3$, la hauteur du motif extérieur ainsi que la chiralité de l'engendrement hélicoïdal sont données par la relation (1) $\varepsilon = -1$ $m = 4$. Le motif peut donc contenir deux paires p et dans ce cas, il y a séparation totale du milieu extérieur du milieu intérieur.

On peut envisager toutes sortes de dislocations dans le milieu intérieur. Pour expliquer le mode de glissement dessiné sur la figure 9, il faut se limiter à une seule dislocation dans le milieu intérieur. Différents modèles peuvent se présenter :

a) Le milieu est nématique d'axe d'orientation perpendiculaire à l'axe d'engendrement ; il y a une dislocation centrale d'ordre (+1). Les trois dislocations sont d'ordre 1, deux sont hélicoïdales, et la 3^{e} est centrale et verticale.

b) Il y a un milieu intermédiaire nématique, figure 16a, ou plutôt cholestérique d'axe radial, figure 16b. Le milieu intérieur est engendré par un engendrement hélicoïdal différent de l'engendrement du milieu extérieur, comme il n'y a pas de dislocation centrale $S_i = 0$, cet engendrement intérieur doit être de chiralité que le cholestérique, et de même pas afin que le milieu cholestérique soit séparé du milieu intermédiaire. Si le milieu intérieur a même chiralité que le milieu extérieur, la chiralité des dislocations intérieure et extérieur devrait être différente ; or elles ont même chiralité, (figure 9). Ceci pourrait s'expliquer s'il y a un changement de chiralité dans le milieu intérieur.

c) Le milieu intérieur est cholestérique d'axe hélicoïdal perpendiculaire à l'axe d'engendrement ; il y a donc une dislocation centrale de type $\lambda(2\pi)$. Les trois dislocations ainsi couplées sont d'ordre 1, et il est fort possible que la dislocation intérieure ne soit pas une dislocation vis, mais un mélange de vis et de pair, et prenne alors la chiralité induite par les deux autres dislocations.

Lorsque l'ensemble des 3 dislocations $\chi(+1)$ couplées est rendu vertical, (figures 9 et 16) la transformation des lignes de dislocation se fait de façon à obtenir le système de plus basse énergie. Les modèles (b) et (c) diffèrent du modèle (a) essentiellement par l'énergie de coeur des dislocations centrales. Dans le cas (a), le coeur de la dislocation centrale contient une singularité dans l'orientation des molécules, et doit être d'énergie prohibitive ; dans le cas (b), la dislocation hélicoïdale serait une paire p hélicoïdale de structure $\lambda^{+}\lambda^{-}$ sans discontinuité dans

le coeur, et par conséquent très stable. Dans le cas (c), la dislocation $\lambda(2\pi)$ a un coeur sans discontinuité et doit être assez stable ; cependant, dans les autres systèmes hélicoïdaux décrits (figure 14), cette dislocation est verticale lorsqu'elle est entourée par une dislocation hélicoïdale. Il n'est pas évident qu'elle prenne la chiralité observée, lorsqu'elle est entourée par deux dislocations hélicoïdales.

On peut finalement envisager des motifs où la direction de l'axe cholestérique varie continuement lorsque l'on se rapproche de l'axe d'engendrement. La figure 17a montre un tel système constitué par m paires dans le motif et dont le pas est $m\frac{p}{2}$. L'ordre de la dislocation équivalente est toujours donné par (1) mais la dislocation centrale n'est pas une dislocation de type χ ou de type λ mais un mélange de ces deux dislocations.

Le milieu proche de l'axe peut contenir m paires parallèles à l'axe, et n paires restant perpendiculaires à l'axe. On obtient une dislocation équivalente d'ordre $S_e = 1 - \frac{m+n}{2}$, et la dislocation intérieure est encore un mélange de dislocation χ et λ, mais à caractère χ prépondérant si $n >> m$.

Ces systèmes hélicoïdaux de très grand pas, par rapport au pas du cholestérique ($m = 50\ \mu$) correspondent vraisemblablement aux systèmes hélicoïdaux opaques que nous avons observés dans certains cholestériques à faible pas de l'ordre du micron (photo VI).

Notons que l'on peut aussi envisager un milieu intérieur différent du milieu extérieur, par exemple un milieu nématique d'axe parallèle à l'axe d'engendrement ou un milieu cholestérique comme celui dessiné sur la figure 14. Dans le premier cas, il n'y a pas de dislocation centrale, dans le deuxième cas il y a une dislocation centrale de type $\lambda(2\pi)$.

Lorsque l'ensemble est oblique à l'équilibre, il donne des séries d'arceaux parallèles, glissant dans la préparation avec la même chiralité que les hélices précédentes et reliés entre eux par des décrochements comme il est montré sur la figure 18c. On remarque que si l'on numérote les hélices de 1 à m à partir de l'axe, l'hélice r est reliée au décrochement à l'hélice

(m-r), qui est elle-même reliée au décrochement suivant à l'hélice r et ainsi de suite. La figure 18d, montre cet ensemble lorsqu'il est rendu encore plus oblique. Au décrochement, les dislocations vis verticales n'étaient pas visibles, dans un système très oblique elles se transforment en dislocation hélicoïdale de même chiralité que les arceaux précédents, le décrochement donne naissance à deux discontinuités en forme de point de rebroussement. La photographie VId montre le processus de glissement d'un ensemble de 4 dislocations hélicoïdales.

4. NAPPES HELICOIDALES DANS LES CHOLESTERIQUES

a) Modèle

Le deuxième processus de Volterra, qui a été décrit précédemment, engendre une dislocation vis qui est, loin du coeur, équivalente à une dislocation X. Les plans cholestériques ont la forme de nappes hélicoïdales, ayant comme axe la dislocation. Ces plans cholestériques sont horizontaux loin de l'axe, et deviennent verticaux près de l'axe (Fig. 19). La section de ces plans par un cylindre d'axe Oz donne des hélices de pas étal à un nombre entier de fois le demi-pas du cholestérique : $p_N = n\frac{p}{2}$, de manière que, loin de la dislocation, on retrouve le pas p d'équilibre du cholestérique. L'angle $\alpha(r)$ que font les nappes hélicoïdales avec le plan horizontal est tel que :

$$\mathrm{Tg}\ \alpha(r) = \frac{n\,\frac{p}{2}}{2\pi r} \qquad (5)$$

La section d'une nappe cholestérique située à la cote z au dessous de Ox, par le plan horizontal est une droite Ox' faisant avec Ox un angle θ. Soit β l'angle entre les directions d'alignement des molécules le long de Ox aux cotes z et O. Ces angles valent respectivement :

$$\beta = \frac{\pi}{\frac{p}{2}}\,z \quad \text{et} \quad \theta = \frac{2\pi}{n\,\frac{p}{2}}\,z.$$

L'angle ϕ que fait la projection des molécules sur le plan horizontal avec le rayon vecteur Ox' est tel que :

$$\phi - \phi_o = \lambda\theta$$

avec $\lambda = -1 + \frac{n}{2}$ pour les nappes hélicoïdales de chiralité opposée au cholestérique

$\lambda = -1 - \frac{n}{2}$ pour les nappes hélicoïdales de même chiralité.

L'angle θ est relié à l'angle ϕ que font les molécules avec une direction fixée, par la relation :

$$\phi - \phi_o = \theta + \lambda\theta = s\theta \ .$$

D'où l'ordre $S = -\varepsilon \frac{n}{2}$ avec $\varepsilon = -1$ pour les vis droites dans un cholestérique gauche, et $\varepsilon = +1$ pour les vis gauches. Les nappes hélicoïdales de pas égal au pas du cholestérique engendrent des dislocations d'ordre 1.

Le tableau ci-dessous donne la correspondance entre les paramètres n, ε, λ et S.

n	(chiralité de la vis)	λ	S
1	- 1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	+ 1	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$
2	- 1	- 0	+ 1
	+ 1	- 2	- 1

Les composantes du vecteur unitaire représentant l'orientation des molécules dans ce modèle sont :

$$\begin{aligned} n_r &= \cos(q_z + \lambda\theta) \\ n_\theta &= \sin(q_z + \lambda\theta)\cos\alpha \\ n_z &= \sin(q_z + \lambda\theta)\sin\alpha \ . \end{aligned} \qquad (6)$$

Dans les cas de figure on a adopté une variation de $\alpha(r)$ en fonction de $1/r$ plus rapide que celle donnée par la formule (5). Dans tous les cas de figures on a pris $\alpha(r \geq \frac{p}{2}) = 0$ alors que (5) donne $\alpha(r=\alpha) = 0$.

Les figures 20b et 21b donnent l'orientation des molécules près du coeur des dislocations d'ordre $\mp\frac{1}{2}$ et ∓ 1. Ce modèle de nappes cholestériques hélicoïdales conduit à une torsion des molécules qui relève les molécules au dehors du plan horizontal, cette torsion est de même chiralité que le cholestérique pour les dislocations d'ordre positif, par contre elle est de chiralité opposée au cholestérique pour les dislocations d'ordre négatif. Ce modèle ne change pas les discontinuités du coeur des dislocations $(\mp\frac{1}{2})$ et (-1).

La dislocation $(+1)$ obtenue ainsi, a un coeur entièrement nématique, dans le plan $\phi = \frac{\pi}{2}$, et un coeur discontinu dans le plan $\phi = 0$; l'orientation des molécules dans ce plan est la même que dans le modèle de Frank. Il y a passage continu du coeur totalement nématique $(\phi = \frac{\pi}{2})$ au coeur discontinu de Frank $(\phi = 0)$. Ce modèle de nappes hélicoïdales peut donc expliquer la périodicité de $\frac{p}{2}$ de gonflements sur la ligne de dislocation $\chi(+1)$, mais nous pensons qu'il ne peut expliquer les singularités ponctuelles sur ces lignes.

La figure 22 montre la coupe verticale passant par l'axe des nappes hélicoïdales, de pas égal au pas du cholestérique. La vis droite dans un cholestérique gauche donne un schéma de paire proche de l'axe, respectant la chiralité du cholestérique ; la vis droite dans un cholestérique droit conduit à un changement de chiralité dans le cœur.

b) Energie de coeur des dislocations vis

Les énergies de coeur de ces dislocations vis peuvent être comparées à celles des dislocations de Frank. Les énergies liées à la divergence E_1, la torsion E_2 et la flexion E_3 des isoclines des molécules sont :

$$E_1 = \frac{1}{2}\,\kappa_1(\mathrm{div}\,\vec{n})^2$$

$$E_2 = \frac{1}{2}\,\kappa_2(\vec{n}.\mathrm{rot}\,\vec{n} + q)^2$$

$$E_3 = \frac{1}{2}\,\kappa_3(\vec{n}\wedge\mathrm{rot}\,\vec{n})^2$$

Les composantes de $\vec{n}$ sont données par (5) et $q = \frac{2\pi}{p}$. Dans l'hypothèse d'un cholestérique à grand pas ($q \simeq 0$) les développements au 1er ordre en $\frac{1}{r^2}$ des énergies E_1, E_2 et E_3 par unité de volume sont donnés dans les deux tableaux suivants :

E	$\lambda = 0$ $S = 1$	$\lambda = -2$ $S = -1$	X Frank $S = \mp 1$
$2E_1$	$\frac{1}{2}\frac{\kappa_1}{r^2}$	$\frac{1}{2}\frac{\kappa_1}{r^2}$	$\frac{1}{2}\frac{\kappa_1}{r^2}$
$2E_2$	0	$\frac{4\kappa_2}{r^2}$	0
$2E_3$	0	$\frac{\kappa_3}{r^2}$	$\frac{1}{2}\frac{\kappa_3}{r^2}$

E	$\lambda = -\frac{1}{2}$ $S = +\frac{1}{2}$	$\lambda = -\frac{3}{2}$ $S = -\frac{1}{2}$	X Frank $S = \mp\frac{1}{2}$
$2E_1$	$\frac{1}{2}\frac{\kappa_1}{r^2}$	$\frac{1}{2}\frac{\kappa_1}{r^2}$	$\frac{1}{2}\frac{\kappa_1}{4r^2}$
$2E_2$	$\frac{\kappa_2}{4r^2}$	$\frac{9}{4}\frac{\kappa_2}{r^2}$	0
$2E_3$	$\frac{\kappa_3}{4r^2}$	$\frac{1}{4}\frac{9}{4}\frac{\kappa_3}{r^2}$	$\frac{1}{2}\frac{\kappa_3}{4r^2}$

On voit que quelque soient les valeurs relatives des coefficients d'élasticité de Frank κ_1, κ_2, κ_3 la dislocation vis $\chi(+1)$ a une énergie de cœur inférieure à celle de la dislocation $\chi(+1)$ du modèle de Frank et inférieure aux dislocations d'ordre $S = \mp\frac{1}{2}$.

Ceci provient du fait que la torsion des plans cholestériques se fait avec la même chiralité que le cholestérique. La flexion des molécules dans les plans ($\phi = \frac{\pi}{2}$) a été remplacée par la torsion, figures 21a et b, ce qui a conduit à un coeur totalement nématique.

Les autres dislocations vis ont des énergies de coeur toujours plus grandes que les énergies des dislocations correspondantes dans le modèle de Frank. Pour que le modèle de nappes hélicoïdales donne des dislocations vis plus stables que les dislocations X de Frank, il faudrait faire intervenir une énergie de coeur supplémentaire de la forme $\kappa\gamma$ qui tendrait à rendre le coeur nématique ; γ étant l'angle que font les molécules près du coeur avec la dislocation.

Cette énergie serait maximum dans le modèle de Frank où $\gamma = \frac{\pi}{2}$.

c) Relation entre les deux modèles d'engendrement des dislocations X

Le modèle d'engendrement de la $\chi(+1)$ et de la $\chi(+\frac{1}{2})$ par des nappes hélicoïdales conduit à la même structure du coeur que l'engendrement hélicoïdal de paires proche de l'axe de structure $\lambda^+\tau^-$ comme il est montré sur les figures 22a et 11b.

Les dislocations vis $\chi(-1)$ et $\chi(-\frac{1}{2})$ peuvent être obtenues par un engendrement hélicoïdal d'un motif tel que celui dessiné sur la figure 22b, ce modèle n'est pas équivalent à un engendrement hélicoïdal de paires proche de l'axe.

L'engendrement hélicoïdal de paires proches de l'axe ne change pas la chiralité près du coeur de la dislocation, tandis que l'engendrement par des nappes hélicoïdales (X vis négative) la change.

5. DISSOCIATION DU COEUR DES DISLOCATIONS X(∓1)

1. Modèle de la dislocation X(+1)

La dissociation du coeur peut se faire de plusieurs façons suivant les valeurs relatives des constantes élastiques de Frank. Nous distinguerons trois cas de dissociation. Les dislocations X(+1) sont obtenues par rotation pure des motifs dessinés.

1er cas $\quad K_2 < K_1 < K_3$.

L'énergie de torsion est assez faible pour que la torsion dans un plan $\phi = \frac{\pi}{2}$ puisse se faire. La flexion dans un plan $\phi = 0$ ne peut se faire car l'énergie correspondante est beaucoup trop forte ; la dissociation du coeur est dessinée sur la figure 23a. Un autre cas (b) serait topologiquement équivalent, mais le changement de chiralité dans le coeur conduirait à une énergie plus forte que le cas (a). Le mode de dissociation (a) correspond au modèle précédent d'engendrement hélicoïdal de paires proches de l'axe, et au modèle de nappes cholestériques hélicoïdales (vis gauche dans un cholestérique droit).

2e cas $\quad K_3 < K_1 < K_2$.

La torsion ne peut se produire, l'énergie correspondante est bien plus forte que les énergies de divergence et de flexion. Par contre la flexion peut se faire, on obtient le schéma (c). Remarquons que cette flexion peut se faire dans un sens ou dans l'autre, alors que la torsion précédente se faisait avec la même chiralité que le cholestérique. Ce modèle donne des plans cholestériques de forme conique autour de la X(+1) comme le montre la figure 1.

3e cas $\quad K_2 \simeq K_3 < K_1$.

La torsion et la flexion se font au détriment de la divergence, le schéma (d) montre que si la flexion se fait dans un seul sens

on obtient des coeurs de chiralité opposée distant de $\frac{p}{2}$. Notons que si la flexion se fait dans les deux sens aux mêmes endroits sur la ligne, la chiralité dans le coeur ne change pas ; on obtient par rotation de (2π) du motif une dislocation $\chi(+1)$ à coeur totalement nématique tout du long de la ligne, mais sur laquelle se trouvent tous les $\frac{p}{2}$ des singularités ponctuelles (figure 25).

On peut décrire ces différents modèles de dissociation du coeur de la dislocation $\chi(+1)$ en terme d'anneaux de dislocation de rotation λ et τ de signes opposés et couplés (figure 24) le long d'un chemin (Γ) autour d'une disclinaison λ ; dans le plan de figure les molécules tournent de π autour d'un axe perpendiculaire au plan, dans le même sens (c) que le sens de parcours de Γ ou dans le sens contraire (d).

On appellera $\lambda(+\frac{1}{2})$ et $\lambda(-\frac{1}{2})$ ces disclinaisons ; on voit qu' lles sont couplées à des disclinaisons de signes opposés $\tau(-\frac{1}{2})$ et $\tau(+\frac{1}{2})$.

Le schéma (e) montre que deux anneaux de disclinaisons $\lambda(+\frac{1}{2})$ et $\lambda(-\frac{1}{2})$ peuvent aussi se coupler lorsque la flexion se fait dans un seul sens, mais change d'un plan à un autre.

Si le diamètre du coeur nématique tend vers zéro, cet anneau de disclinaison (τ) donne une singularité ponctuelle analogue aux singularités ponctuelles τ_c et τ_D qui ont été observées sur les lignes de dislocations paires p et à l'interface nématique-isotrope (chapitre II.3). Les énergies de ces défauts étant comparables, la différence entre les deux schémas (c) et (d) provient des énergies de torsion à l'intérieur du coeur . Le modèle le plus stable est vraisemblablement celui qui respecte la chiralité du cholestérique (figures 24c et 25a), et c'est celui qui donnerait des singularités ponctuelles espacées de $\frac{p}{2}$, comme il est observé (chapitre III.1).

2. Couplage d'une dislocation χ(+1) avec une paire

La figure (25b) représente une dislocation χ(+1) à coeur dissocié (a) entourée par des anneaux de dislocations, paires p, espacés du pas du cholestérique. Ces anneaux ont fait disparaître les singularités ponctuelles le long de la ligne.

La dislocation du coeur se fait de la même façon tout au long de la dislocation ; cette dislocation χ(+1) est alors équivalente pour le milieu intérieur à une dislocation de rotation λ(2π).

La présence d'un anneau ou d'un demi-anneau de dislocation (p) permet à la dislocation χ(+1) de glisser sans irrégularité, dans la préparation cholestérique sur une distance égale au pas. La présence d'une paire hélicoïdale autour de la χ(+1) introduisant un plan supplémentaire, du côté extérieur, fait disparaître de la même façon les singularités ponctuelles, (figure 14a). On passe du système hélicoïdal χ(+1) χ(-1) à la dislocation χ(+1) entourée d'anneaux, par l'adjonction d'une dislocation vis χ(+1) dans le milieu intérieur (figures 25c et 25d). Cette dislocation vis ne modifie pas le milieu intérieur puisqu'elle est perpendiculaire à l'axe cholestérique.

La nature du coeur de la dislocation χ(+1) dans le cas (c) ou (d) est la même, la torsion des molécules dans le milieu intérieur impose une distance de l'ordre de $\frac{p}{2}$ entre la paire et la dislocation χ(+1).

Remarquons qu'optiquement ce ne sont pas les anneaux de disclinaison (λ^+) tels que ceux de la figure 25b que l'on observe, car le coeur de ces disclinaisons ne possède aucune discontinuité optique. On observe par contre le renversement des plans cholestériques, contenant les molécules dans le plan de figure, qui produit un changement brutal de l'orientation des molécules, et donc de l'indice. Les ameaux observés sont dans les mêmes plans que les anneaux λ^+ dessinés.

Ce modèle de dislocation peut être testé par le comportement en champ magnétique d'un anneau de dislocation autour d'une χ(+1) (figure 25). On applique le champ H parallèlement aux plans

cholestériques. L'axe hélicoïdal près du coeur se met progressivement vertical, l'anisotropie diamagnétique χ_a est positive et la répulsion entre anneau et $\chi(+1)$ devient moins forte, le diamètre de l'anneau diminue dès les champs faibles. En champ fort, à la transition cholestérique-nématique (De Gennes, 1968) l'anneau devient très fin, d'épaisseur 1 micron et de diamètre 5 microns. La ligne χ passant au centre de l'anneau devient aussi très fine. Puis il y a implosion de l'anneau pour un champ magnétique très peu supérieur au champ critique, qui laisse sur la ligne une singularité ponctuelle telle que celles observées sur les lignes p dans les nématiques.

Le couplage répulsif entre une $\chi(+1)$ et une $\chi(-1)$ ou paire hélicoïdale diminue de la même façon lorsque l'on applique un champ magnétique. L'effet du champ magnétique est de faire passer le système de dislocation à coeur dissocié à un système de dislocation de Frank, l'axe hélicoïdal basculant pour devenir perpendiculaire au champ.

3. Couplage de deux dislocations $\chi(+1)$

Le glissement discontinu de deux dislocations $\chi(+1)$ couplées en forme de marche d'escalier (figure 8) se fait de telle manière que chaque partie verticale d'une dislocation $\chi(+1)$ soit entourée par un demi-anneau de dislocation paire p provenant de l'autre dislocation. Les demi-anneaux le long d'une même dislocation sont séparés de p comme dans le modèle de la figure (25b) ; ce couplage entre deux dislocations $\chi(+1)$ permet le glissement sans singularité ponctuelle le long des dislocations verticales.

4. Modèle de dissociation de la $\chi(-1)$

Les dislocations $\chi(-1)$ sont obtenues par rotation hélicoïdale d'un motif contenant 4 plans cholestériques, relation (1). La dissociation le long de l'axe peut se faire comme on l'a indiqué sur la figure 23 à propos des dislocations $\chi(+1)$. Notons qu'un

motif possédant une irrégularité ponctuelle le long de l'axe ne donne par engendrement hélicoïdal aucune singularité ponctuelle sur la ligne, mais peut donner à la ligne un coeur ne possédant pas la symétrie de révolution. Il ne semble pas d'ailleurs que cela soit le cas. Nous pensons que le coeur des dislocations $\chi(-1)$ comme celui des $\chi(+1)$ est un coeur entièrement nématique. Un tel coeur est représenté sur la figure 26b, et correspond au schéma de dissociation de la figure 23d.

Cette dislocation $\chi(-1)$ est formée par 4 disclinaisons hélicoïdales, deux de type $\lambda(+\frac{1}{2})$ et deux de type $\lambda(-\frac{1}{2})$, imbriquées les unes dans les autres, de même chiralité que le cholestérique et de pas égal au double du pas du cholestérique.

Une dislocation à coeur nématique, mais présentant des discontinuités dans l'orientation des molécules près du coeur est dessinée sur la figure 26a. Cette dislocation est constituée de deux disclinaisons hélicoïdales $\tau(+\frac{1}{2})$ et $\tau(-\frac{1}{2})$ de même chiralité et de même pas que les précédentes.

La structure du coeur du modèle (b) dans un plan horizontal est représentée sur la figure 20, l'axe hélicoïdal près du coeur est contenu dans le plan, loin du coeur il est perpendiculaire au plan.

5. Couplage de deux dislocations $\chi(+1)$ à coeur nématique

Deux dislocations de signe opposé s'attirent pour annuler les distorsions dans l'orientation des molécules. Mais si les deux dislocations sont proches l'une de l'autre, il y a une répulsion, qui est due à la dissociation du coeur. L'axe cholestérique entre les deux lignes est perpendiculaire à l'axe cholestérique loin des lignes, la torsion entre les deux lignes est égale à π et se fait sur une distance comparable au demi-pas du cholestérique.

Soit un plan cholestérique horizontal, comportant des distorsions correspondantes aux dislocations à coeur dissocié, $\chi(+1)$ et $\chi(-1)$ (figure 27,28). On engendre tout le cholestérique en faisant tourner hélicoïdalement ce motif autour d'un axe per-

pendiculaire au plan. Pour que le système de dislocations couplées soit le plus stable, il faut que cet axe d'engendrement coïncide avec la dislocation de plus forte tension de ligne. S étant la somme des ordres des dislocations, le pas $m\frac{p}{2}$ et la chiralité ε de cet engendrement sont donnés par la relation (1) :

$$\varepsilon\, m = 2(1 - S)$$

Dans le cas observé, la ligne $\chi(+1)$ a une tension de ligne plus forte que la ligne $\chi(-1)$. La $\chi(-1)$ est une ligne hélicoïdale de pas p et de même chiralité que le cholestérique.

Le cas d'un couplage entre une $\chi(+1)$ dissociée de type $\lambda(2\pi)$ et une $\chi(-\frac{1}{2})$ dissociée est dessinée sur la figure 31a. La $\chi(+1)$ est la ligne centrale, la ligne hélicoïdale $\chi(-\frac{1}{2})$ a même chiralité que le cholestérique comme précédemment, mais de pas égal au demi-pas du cholestérique. Dans nos mélanges cholestériques la ligne $\chi(-\frac{1}{2})$ a une plus forte tension de ligne que la (+1), et doit alors être la ligne centrale, la ligne (+1) devant être la ligne hélicoïdale.

La figure 29 montre différents cas d'attractions ou de répulsions entre dislocations à coeur dissocié. Suivant l'orientation du motif de la $\chi(+\frac{1}{2})$ par rapport à la $\chi(-1)$, il peut y avoir répulsion des coeurs (a) ou bien attraction (b) pour former une $\chi(-\frac{1}{2})$. Le cas (c) montre la répulsion entre une $\chi(+1)$ et une $\chi(-\frac{1}{2})$

Le motif d'une dislocation $\chi(+1)$ changeant, suivant les plans cholestériques, le couplage avec une dislocation $\chi(-\frac{1}{2})$ peut changer le long de cette dislocation. Dans le modèle de dissociation de la $\chi(+1)$ de la figure 21b, le couplage avec une dislocation $\chi(-\frac{1}{2})$ peut être attractif dans le plan $\phi = 0$ pour donner une dislocation $\chi(+\frac{1}{2})$ ou répulsif dans le plan $\phi = \frac{\pi}{2}$. La figure 30b montre ces deux couplages. La ligne $\chi(+\frac{1}{2})$ glisse dans la préparation, et donne périodiquement deux lignes $\chi(-\frac{1}{2})$ et $\chi(+1)$. Ce mode de glissement semble se produire lorsque les dislocations sont très obliques par rapport aux plans cholestériques. Le glissement hélicoïdal avec singularité se produit lorsque les dislocations ne le sont pas trop.

On peut voir sur les photographies 6a et 6b ces processus de glissement d'une dislocation d'ordre $\frac{1}{2}$.

6. CONCLUSION

Les modèles de dislocation $\chi(+1)$ et $\chi(-1)$ que nous proposons sont des modèles de dislocations à coeur totalement nématique. Sur la $\chi(-1)$ (figure 27), aucune singularité ponctuelle n'est présente car le facies des directeurs des molécules dans un plan cholestérique est toujours le même. Le long de la $\chi(+1)$, les singularités ponctuelles observées sont expliquées par le fait que la torsion du cholestérique est respectée près du coeur (figure 25a). La présence d'anneaux de dislocation ou de dislocations hélicoïdales $\chi(-1)$ (figure 28) fait disparaître ces singularités ponctuelles. La nature du coeur explique aussi le couplage attractif entre dislocations de même signe, et la répulsion entre dislocations de signe opposé.

Les modèles des dislocations $\chi(\mp\frac{1}{2})$ peuvent être des modèles de dislocation à coeur partiellement nématique. Celui de la $\chi(+\frac{1}{2})$ peut être engendré soit par des nappes hélicoïdales cholestériques de chiralité contraire au cholestérique et de pas égal au demi-pas du cholestérique (figures 19 et 20b) soit par rotation hélicoïdale d'une paire proche de l'axe (figure 11b).

Le modèle de la dislocation $\chi(-\frac{1}{2})$ peut être obtenu par un engendrement hélicoïdal tel que celui de la $\chi(+\frac{1}{2})$ mais ne peut être obtenu par des nappes cholestériques hélicoïdales, car celles-ci conduisent à un renversement de la chiralité près du coeur de ces dislocations (figure 20b).

Lorsque les dislocations vis deviennent obliques dans la préparation, elles acquièrent au caractère de paire (ou de coin dissocié). Les propriétés de glissement de ces dislocations peuvent être expliquées, par la théorie de l'engendrement hélicoïdal des dislocations χ. Les dislocations vis à coeur nématique peuvent se transformer en dislocations hélicoïdales de structure $\lambda^+\lambda^-$ c'est-à-dire en dislocation à coeur encore nématique. Dans les deux modèles de dislocation $\chi(\mp 1)$ et de paires, le coeur ne présente pas de discontinuité dans l'orientation des molécules.

Il en est de même des ensembles obliques de dislocation χ; ils peuvent se transformer, lorsqu'on les rend verticaux, en des ensembles de dislocations hélicoïdales. Le passage des dislocations vis aux dislocations coin se fait de manière continue.

REFERENCES

Y.BOULIGAND et M.KLEMAN, J.Physique, 31, 1041 (1970)

F.C.FRANK, Disc.Far.Soc., 25, 19 (1958)

J.FRIEDEL et M.KLEMAN, dans "Fundamental aspects of the theory of dislocations" (1969)

W.F.HARRIS, Phil.Mag., 22, 949 (1971)

M.KLEMAN et J.FRIEDEL, J.Physique C_4:30, 43 (1969)

F.R.N.NABARRO, Theory of crystal dislocation, Oxford, p.672 (1967)

V.VOLTERRA, Annls Scient.Ec.Norm.Sup.Paris (3) 24, 401 (1907

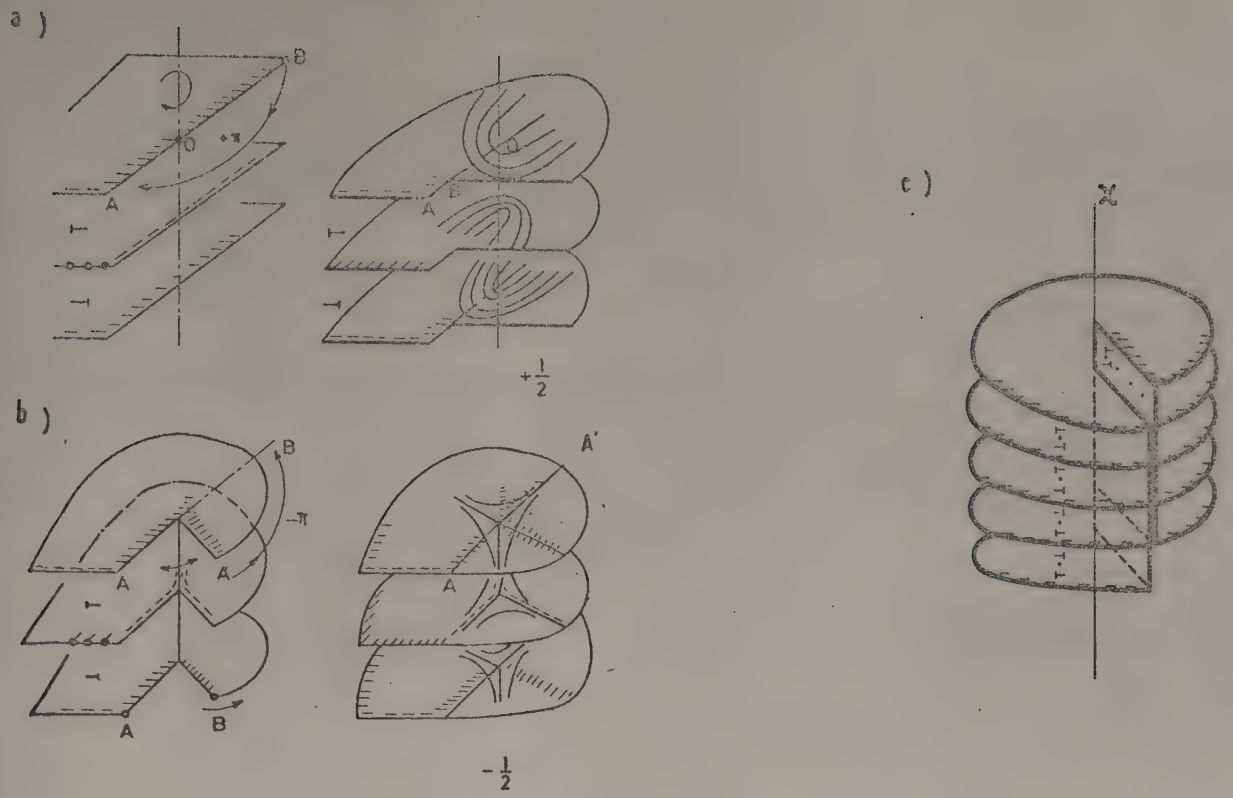


Fig. 10 : Processus de Voltera d'engendrement de dislocation.

a) Création d'une dislocation d'ordre $+\frac{1}{2}$ en enlevant de la matière.

b) Création d'une dislocation d'ordre $-\frac{1}{2}$ en rajoutant de la matière.

c) Dislocation χ obtenue par déplacement d'une moitié du cristal parallèlement à l'axe cholestérique.

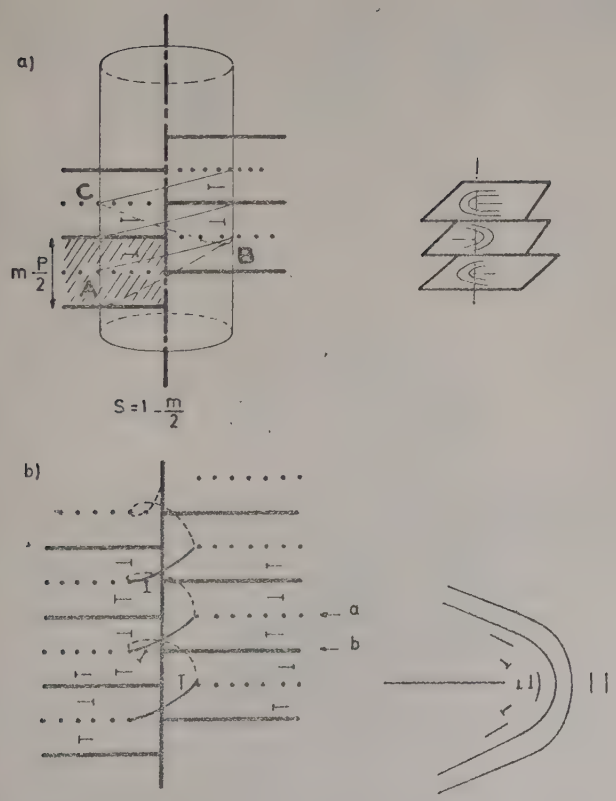


Fig. 11 : Engendrement hélicoïdal d'une dislocation χ d'ordre 1 - m/2 à partir d'un motif de hauteur m p/2. Cet engendrement se ramène au produit des deux processus de Voltera (rotation 2π + translation $\vec{b} = n \frac{p}{2}$)

a) Motif uniforme : la structure du coeur est la même que dans le modèle de Frank.

b) Motif non uniforme. Le modèle de dissociation du coeur conduit à des paires proches de l'axe.

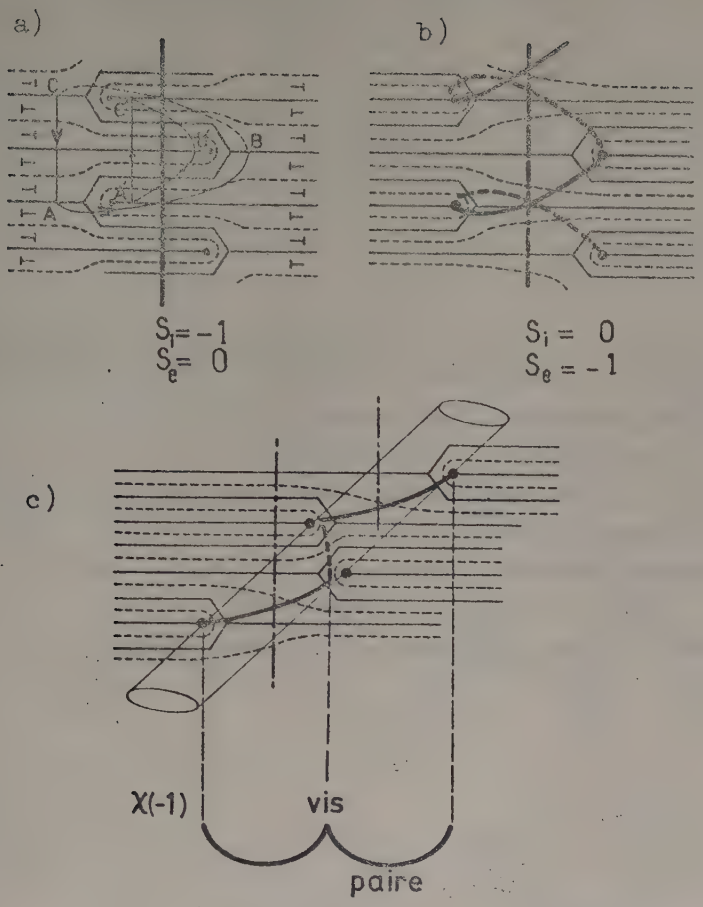


Fig. 12

a) Système $S_i = -1$ et $S = 0$ correspond à une $\chi(-1)$ centrale et une $\chi(+1)$ hél coïdale prévue par le modèle d'enger drement hélicoïdal des dislocations.

b) Paire p hélicoïdale, introduisant un plan cholestérique à l'extérieur, équivalente à grande distance à une dislocation $\chi(-1)$.

c) Montée et glissement d'une telle dis location, (modèle (b)) oblique dans la préparation cholestérique, la dis location est constituée de branches d'hélices séparées au décrochement d'une distance égale au pas du chole térique.

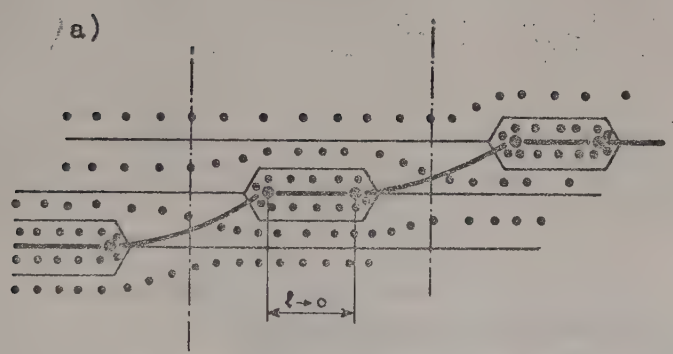
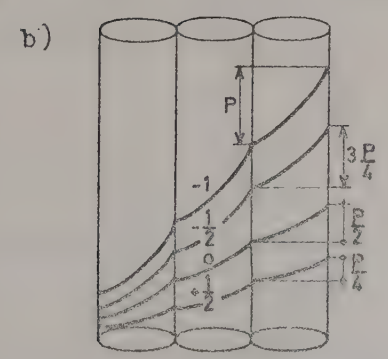


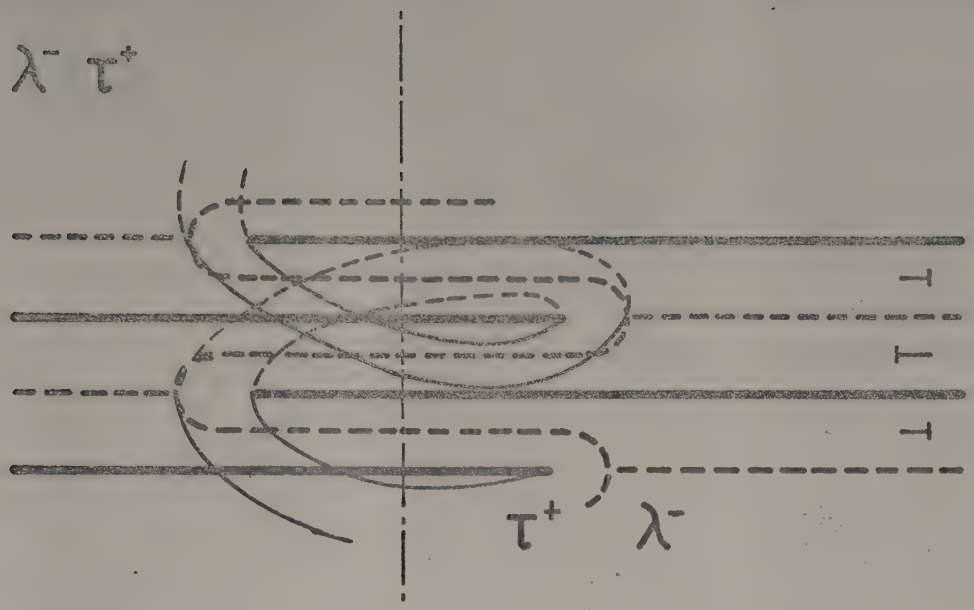
Fig. 13

a) Glissement d'un $\chi(-1)$ analogue à cel dessiné sur la figure 13c, mais sans décrochement. Les différents arceaux sont reliés par des paires p de lon- gueur ℓ. Lorsque $\ell = 0$ la (-1) est composée d'arceaux hélicoïdaux relié entre eux aux points de singularité en forme de point de rebroussement.



b) Comparaison entre les différents mod de glissement des dislocations $\chi(-1)$ $\chi(-\frac{1}{2})$ $\chi(+\frac{1}{2})$ et une χ d'ordre 0, c'est à dire une paire p ne modifian pas le milieu cholestérique.

d)



$Se = \frac{1}{2}$ $Si = 0$

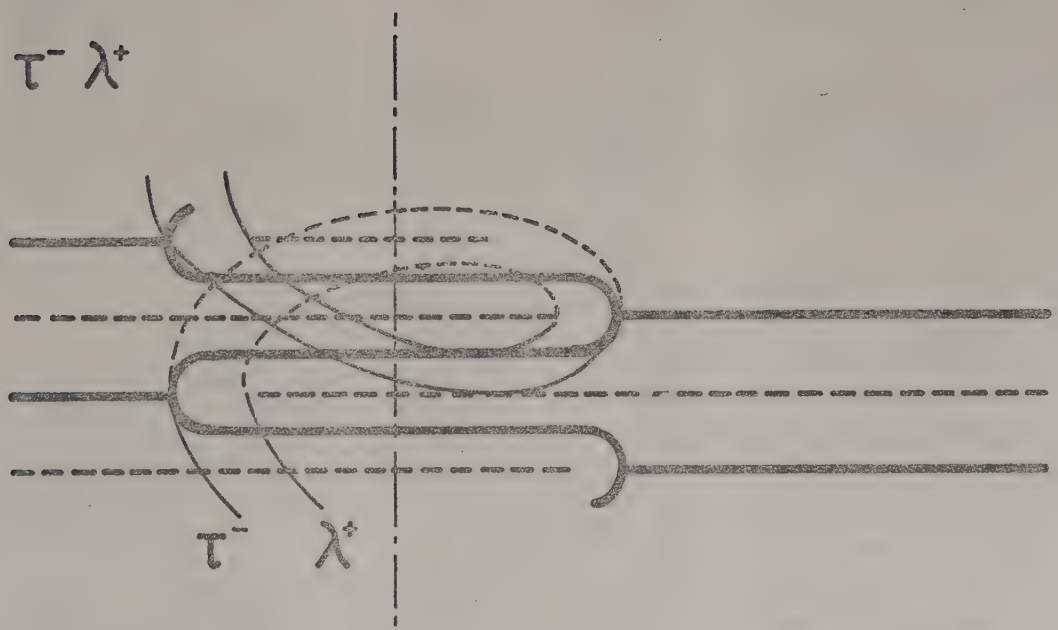


Figure 12 d) Paires $\lambda^- \tau^+$ et $\tau^- \lambda^+$ hélicoïdales équivalentes à une dislocation χ d'ordre $Se = \frac{1}{2}$. L'énergie de ligne est principalement due à la disclinaison τ. Le schéma $\lambda^- \tau^+$ est d'énergie plus basse que le schéma $\lambda^+ \tau^-$ car la ligne de plus forte énergie est du côté intérieu

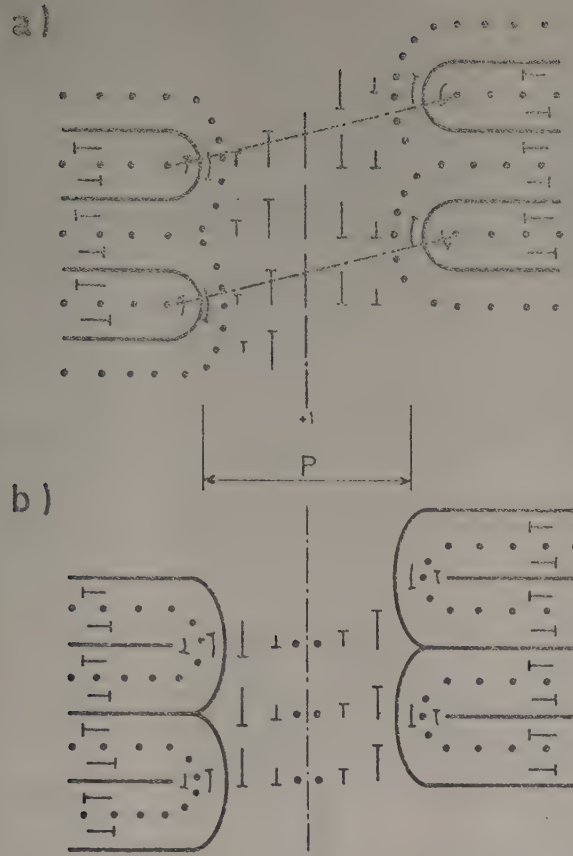


Fig. 14

Engendrement hélicoïdal, de pas p et de même chiralité que le cholestérique, à partir d'un motif non uniforme. L'axe cholestérique dans le milieu intérieur est perpendiculaire à l'axe cholestérique dans le milieu extérieur. La dislocation intérieure est de type :

a) $\lambda(2\pi)$ au $\chi(+1)$ à coeur dissocié.

b) $\tau(2\pi)$ (coeur présentant une discontinuité).

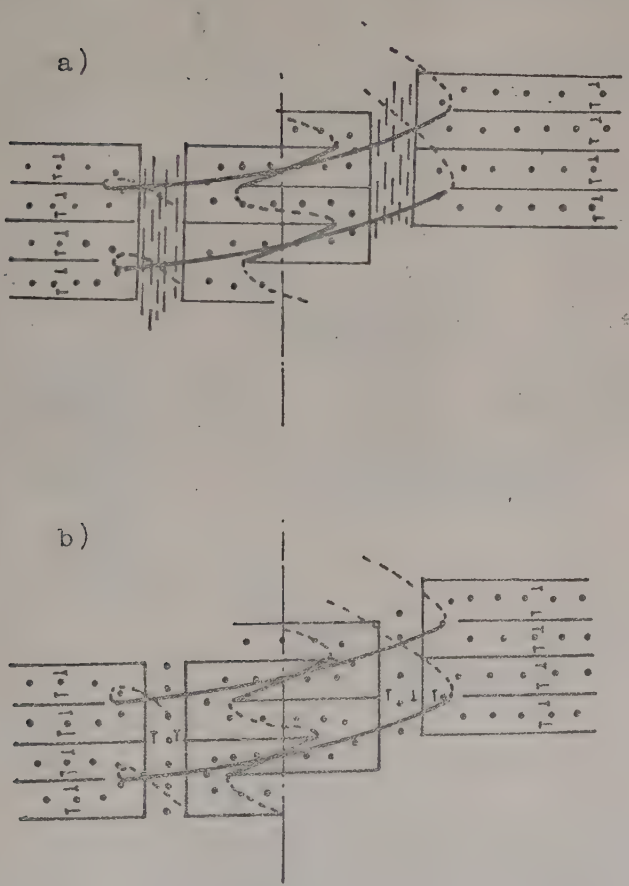


Fig. 16

Les engendrements hélicoïdaux des milieux intérieur et extérieur sont différents.
Les deux milieux sont séparés par un milieu nématique (a) ou un milieu cholestérique (b).

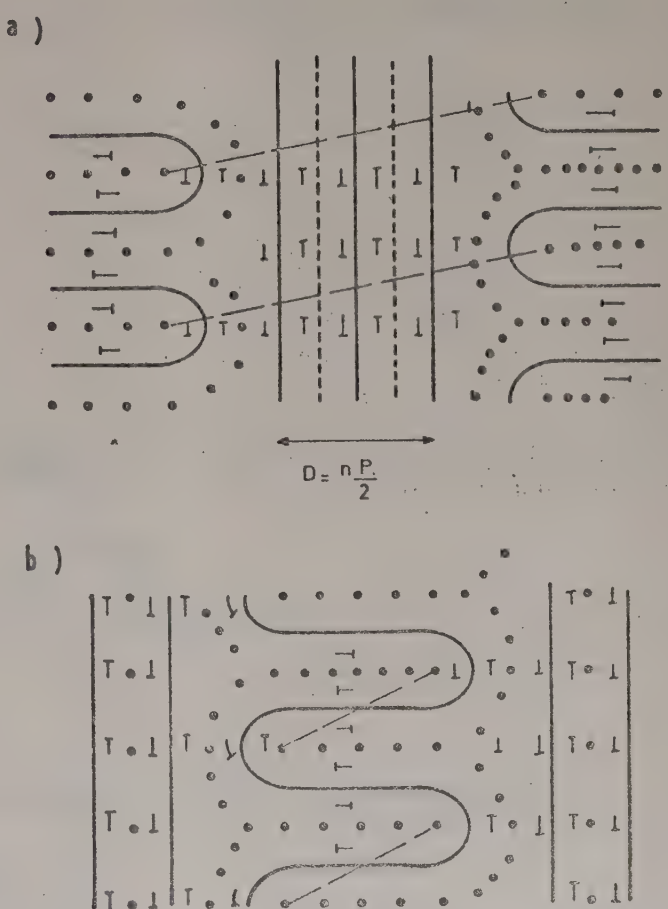


Fig. 15

Engendrement hélicoïdal, à partir d'un motif non uniforme, le milieu intérieur peut être d'axe cholestérique radial, et de diamètre n p/2 (a) ou d'axe vertical (b). Les lignes hélicoïdales, distantes de p, séparent deux milieux cholestériques d'axes perpendiculai

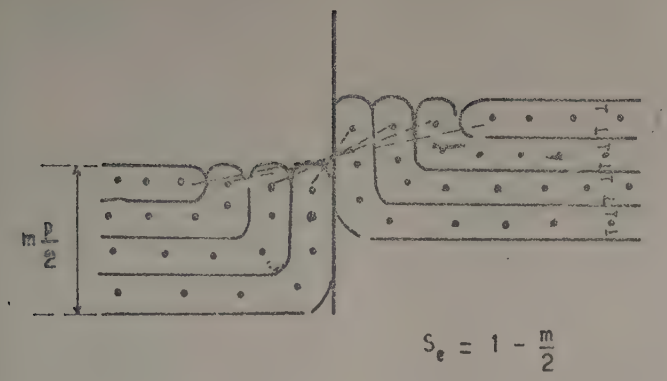
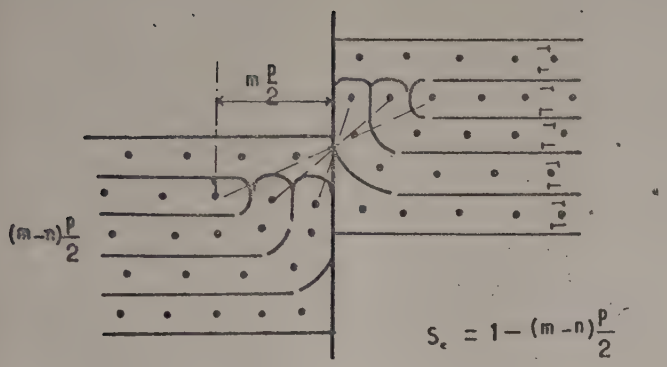


Fig. 17

Engendrement hélicoïdal, à partir d'un motif non uniforme où l'axe cholestérique vertical loin de l'axe tourne de manière continue pour être horizontal près de l'axe. On obtient une dislocation centrale entourée par m paires hélicoïdales concentriques.



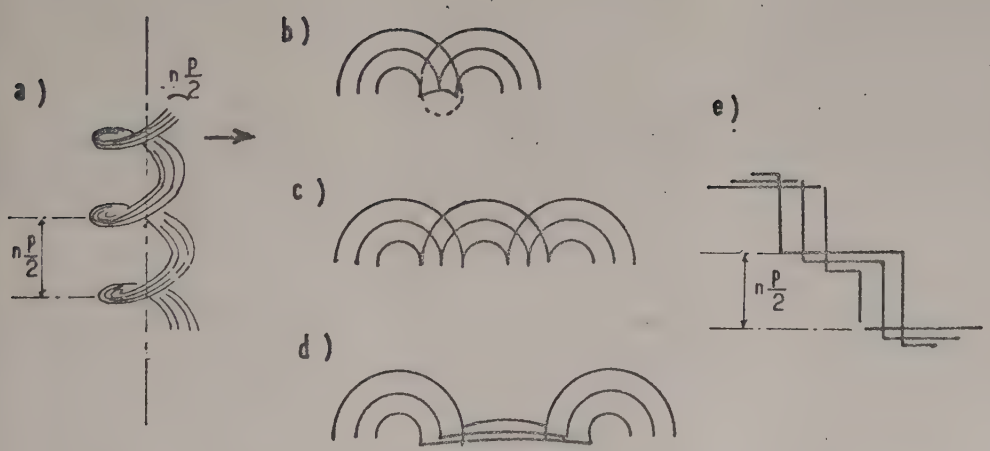


Fig. 18 : Processus de glissement d'un système de m hélices concentriques de la figure 17.

a) Système vertical (vue de coté)
b) Le système peu oblique (vue de dessus)
c) Système oblique (équilibre), le glissement se fait par des décrochements.
d) Système très oblique, les décrochements sont remplacés par deux singularités en forme de point de rebroussement.

Figure 19

Section de nappes cholestériques hélicoïdales droites par un cylindre de rayon r.A la distance r de l'axe les plans cholestériques font un angle $\alpha(r)$ avec le plan horizontal (plan cholestérique à l'infini)

Figure 20

Orientation des molécules dans un plan horizontal autour des dislocation d'ordre $S = \mp 1/2$ et $S = -1$ dans le modèle de Frank (a) et dans le modèle de nappes cholestériques hélicoïdales (b). Dans ce modèle on passe de manière continue, d'un coeur discontinu (modèle de Frank) dans le plan $\phi = 0$ à un coeur continu (nématique) dans le plan $\phi = \pi/2$.

Figure 21

Orientation des molécules dans trois plans horizontaux autour d'une dislocation $\chi(+1)$ dans le modèle de Frank (a) et dans le modèle de nappes hélicoïdales (b).

Figure 22

Nappes cholestériques hélicoïdales de pas p et de chiralité droite, dans un cholestérique gauche (a) ou dans un cholestérique droit (b). La coupe verticale passant par la dislocation χ donne un schéma de paires proche de l'axe dans le cas (a). Dans le cas (b), il y a un changement de chiralité près du coeur de la dislocation.

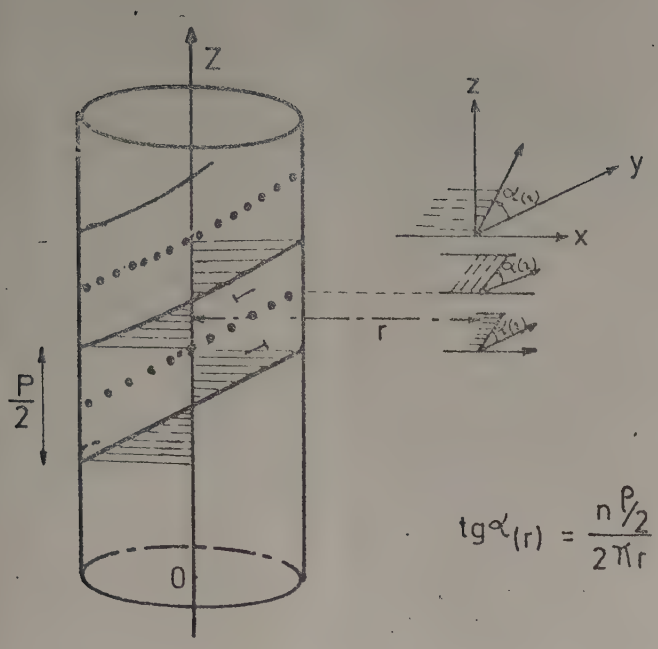


Figure 19

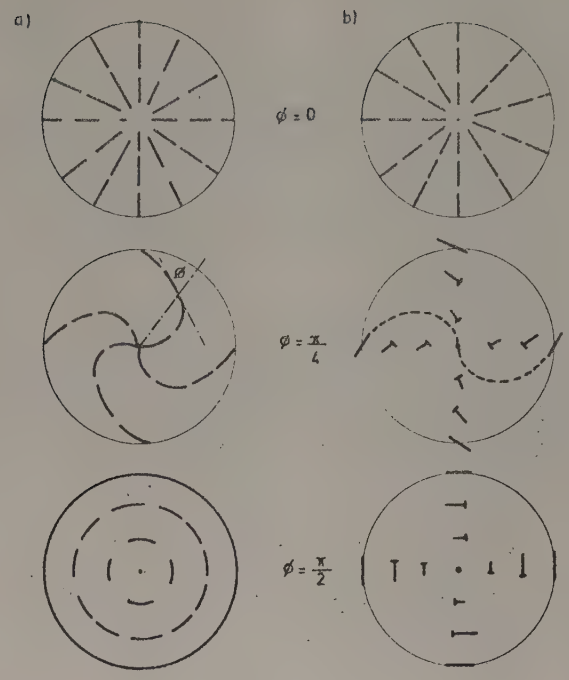


Figure 21

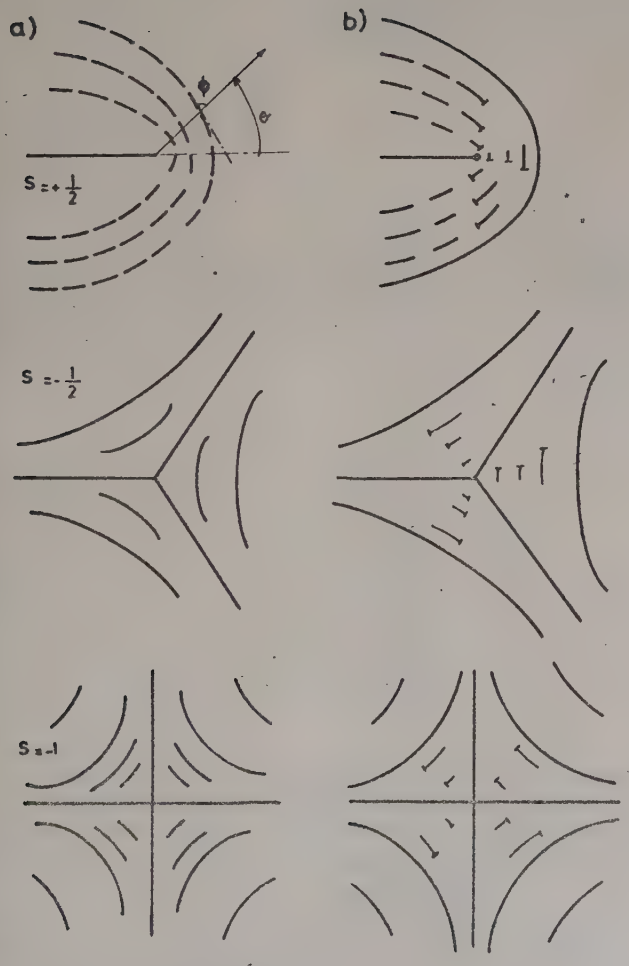


Figure 20

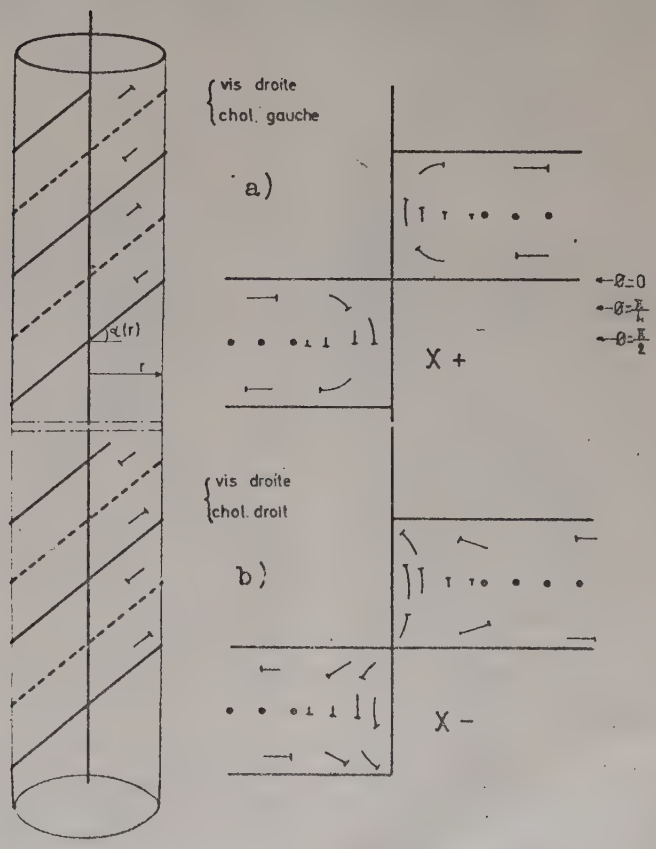


Figure 22

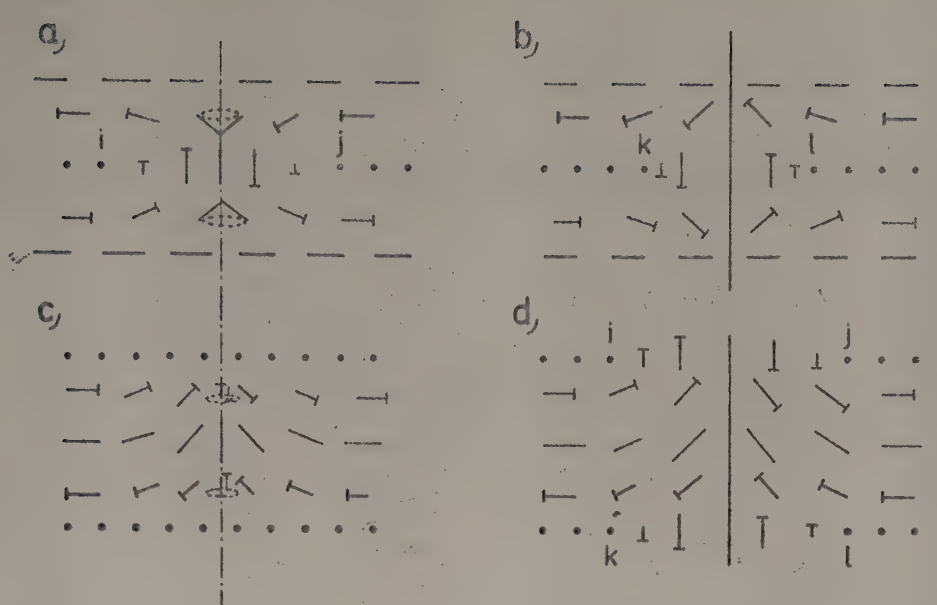


Fig. 23 : Modèle de coeur dissocié d'une dislocation $\chi(\mp 1)$.

a), b) Modèles de divergence et de torsion.
c) Modèle de flexion et de divergence.
d) Modèle de torsion et de flexion.

La $\chi(+1)$ est obtenue par rotation de ce motif, autour de l'axe. Dans le cas de nappes hélicoïdales, les molécules près de l'axe décrivent un cône (en pointillé). Lorsque l'on passe d'un plan à un autre espacé de $\ell/4$, l'angle de ce cône passe de 0 à 2π.

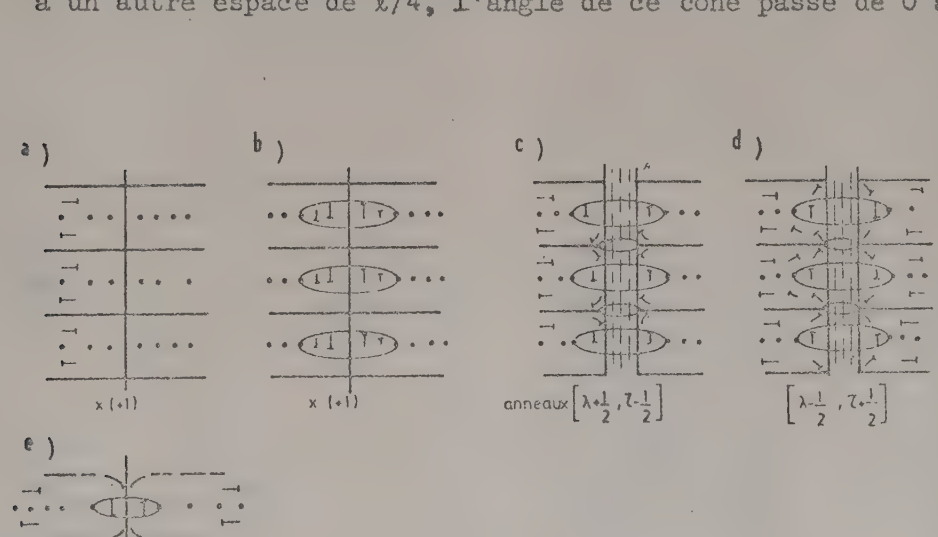


Fig. 24 : Dislocation (+1).

a) Modèle planaire (Frank).
b) Modèle de dissociation du coeur conduisant à des paires proches de l'axe.
c),d) Modèle analogue à deux séries d'anneaux de disclinaisons de types $\lambda(\mp \frac{1}{2})$ et $\tau(\mp \frac{1}{2})$ couplés et distant de $\frac{p}{4}$.
e) Modèle sans anneaux de type τ.
Le modèle (c) conduit à des singularités ponctuelles, espacées de p/ comme il est observé.

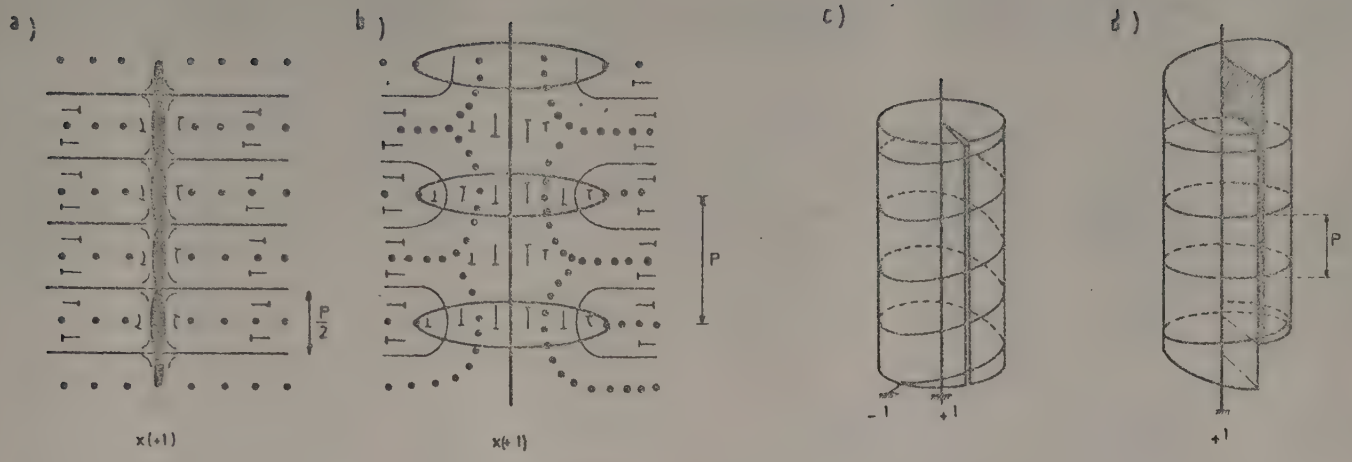


Figure 25

a) Dislocation $\chi(+1)$ observée correspondant au type de dissociation de la figure 24c.

b) Dislocation $\chi(+1)$ entourée par des anneaux de dislocation paire p, les irrégularités ponctuelles sur la ligne ont disparu.

c,d) Passage d'une dislocation $\chi(+1)$ entourée par une dislocation hélicoïdale $\chi(-1)$, (c) à une dislocation $\chi(+1)$ entourée par des anneaux de dislocation (d).

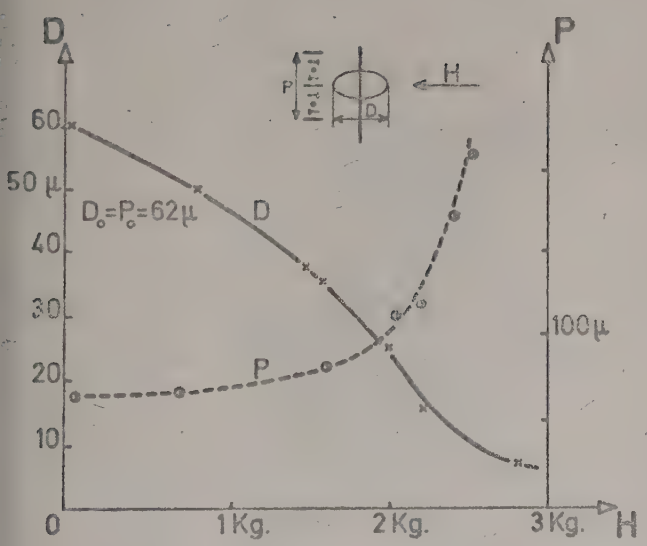


Figure 25 e) Variation du pas cholestérique (P) et du diamètre (D) d'un anneau de dislocation autour d'une $\chi(+1)$ en fonction du champ magnétique H appliqué parallèlement aux plans cholestériques.

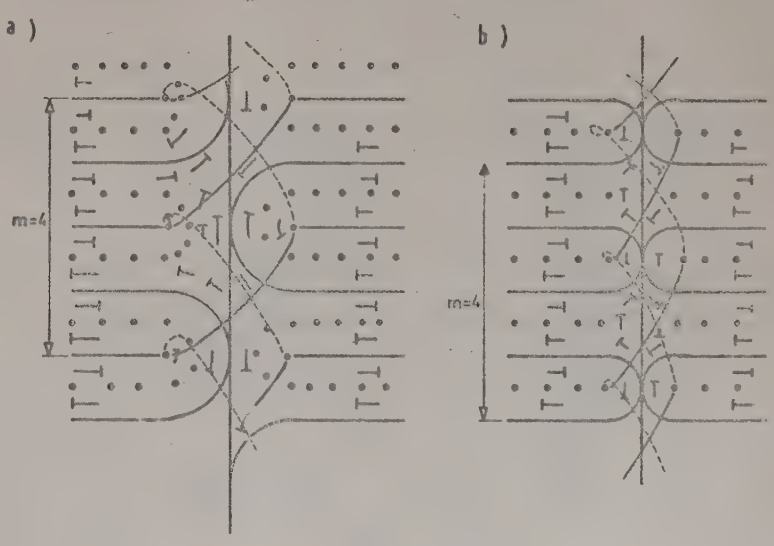


Figure 26

Description d'une dislocation $\chi(-1)$ par deux disclinaisons $\tau(\mp 1/2)$ hélicoïdales de pas égal au double du pas du cholestérique (a) ou par quatre disclinaisons $\lambda(\mp 1/2)$ (b).

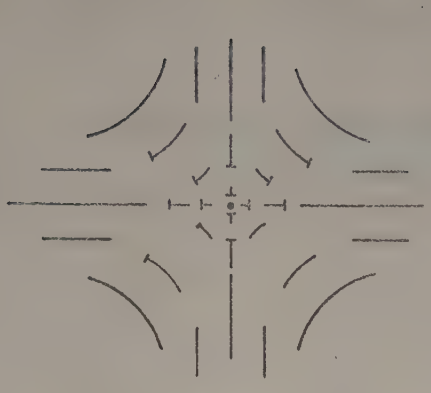


Figure 27 : Orientation des molécules autour d'une dislocation $\chi(-1)$ au coeur nématique dans un plan horizontal : coupe du modèle de la figure 27 b.

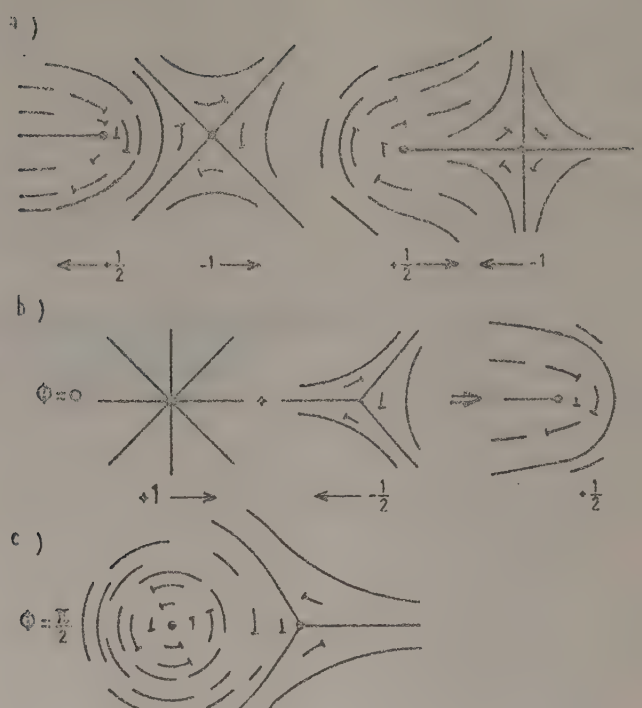


Figure 29

Couplage entre différentes dislocations $\chi(\mp 1/2)$ et $\chi(\mp 1)$ à coeur dissocié, modèle de dislocations obtenu par un engendrement hélicoïdal de paires proche de l'axe.

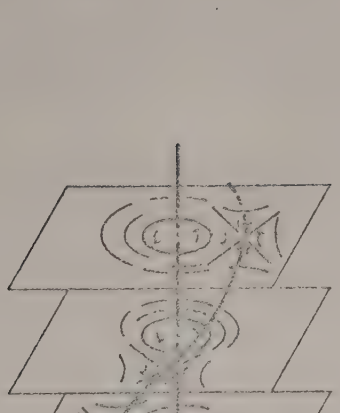


Figure 28

Couplage entre deux dislocations $\chi(\mp 1)$ à coeur dissocié. La $\chi(+1)$ est la dislocation centrale, la $\chi(-1)$ est la dislocation hélicoïdale.

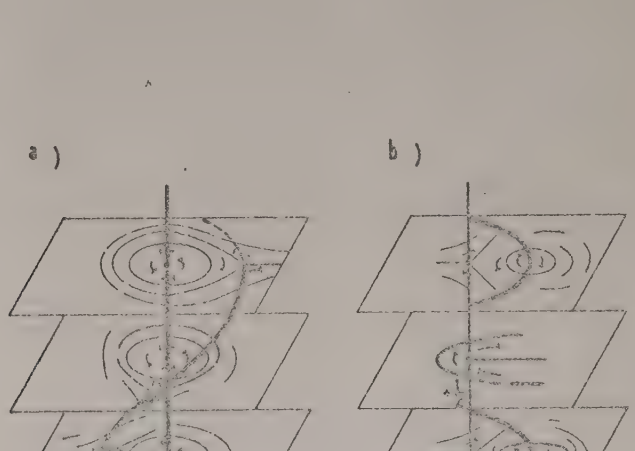


Figure 30

a) Couplage entre une $\chi(+1)$ et une $\chi(-1/2)$. Le motif de la $\chi(+1)$ ne change pas.

b) Couplage entre $\chi(+1)$ et $\chi(-1/2)$, le motif le long de la $\chi(+1)$ change, ce qui conduit à un couplage attractif au répulsif suivant les plans cholestériques (figures 29b et 29c).

C H A P I T R E III.3

ROLE DES DISLOCATIONS X A COEUR NEMATIQUE DANS LA CROISSANCE DE LA PHASE CHOLESTERIQUE

Le passage de la phase isotrope à la phase cholestérique se fait par évoparation de solvant. C'est par cette méthode que l'on a créé toutes les dislocations que l'on a étudiées dans les chapitres précédents. Nous montrons dans ce chapitre que ces dislocations jouent un rôle important dans la croissance de la phase cholestérique. Autour des dislocations X(+1) isolées ou couplées, les plans cholestériques se mettent perpendiculaires à l'interface isotrope-cholestérique, pour permettre une bonne diffusion du solvant vers l'extérieur.

a) DISLOCATION $\chi(+1)$ ISOLEE

Nous avons montré, par l'analyse des faisceaux sombres en forme de spirales à l'interface cholestérique-isotrope, que les plans cholestériques au niveau de la dislocation ne sont plus horizontaux mais presque perpendiculaires à l'interface. Cette géométrie permet une diffusion rapide du solvant vers l'extérieur (figure 1a).

b) DISLOCATION $\chi(\mp 1)$ COUPLEE

Les dislocations $\chi(+1)$ possèdent des singularités ponctuelles espacées de $\frac{p}{2}$, qui ont été expliquées par la dissociation du coeur. Ces singularités disparaissent lorsque les dislocations $\chi(+1)$ sont entourées par des dislocations $\chi(-1)$ hélicoïdales, de pas égal au pas du cholestérique et de même chiralité. Ces deux dislocations $\chi(\mp 1)$ restent à une distance égale au demi-pas du cholestérique. On peut voir, pendant la nucléation de la phase cholestérique, cette dislocation hélicoïdale s'enrouler autour de la dislocation centrale puis se fixer sur la lamelle de verre. Ces dislocations hélicoïdales servent de séparation entre une phase cholestérique d'axe vertical (milieu extérieur) et une phase cholestérique d'axe horizontal (milieu intérieur).

Les plans cholestériques sont enroulés autour d'une dislocation centrale $\chi(+1)$ à coeur dissocié équivalente dans le milieu intérieur à une dislocation de type $\lambda(2\pi)$ et ils restent ainsi perpendiculaires à l'interface. La nucléation de la phase cholestérique se ferait donc principalement par ce milieu intérieur ; de plus les dislocations $\chi(+1)$ joueraient le rôle de canaux de diffusion pour le solvant, comme le montre la figure 1b. Il en est de même pour les $\chi(+1)$ entourées par des anneaux de dislocation. Le milieu cholestérique intérieur est comme dans le cas précédent un milieu d'axe radial parallèle à l'interface, et la nucléation de la phase cholestérique se ferait de la même façon par ce milieu intérieur (figure 1c).

c) NUCLEATION RAPIDE

Plus il y a de dislocations, plus la phase cholestérique se forme rapidement. Dans le cas où il y a beaucoup de dislocations $\chi(\mp 1)$ couplées hélicoïdalement, on peut voir ces ensembles se resserrer, pour donner un ensemble compact de réseaux hexagonaux (planche I). Les dislocations $\chi(+1)$ émergent aux centres des hexagones. Les $\chi(-1)$ forment les côtés des hexagones. Dans cette situation, on ne peut suivre les dislocations à travers la préparation cholestérique car elles sont verticales. On arrive à les voir, si l'on perturbe la surface, photographie 8d. L'évacuation du solvant semble se faire principalement par les lignes $\chi(+1)$ aux centres des hexagones, et donne naissance à des bulles de gaz de solvant à l'interface cholestérique-air. On peut voir ces bulles sur la photographie Ic à différents stades de croissance. Lorsqu'elles ont atteint un diamètre maximum, elles explosent et on peut alors voir le point d'émergence de la dislocation $\chi(+1)$. Ceci montre le rôle des dislocations $\chi(+1)$ comme canaux de diffusion. Dans un cristal liquide, la diffusion est elle-même anisotrope, le rapport entre les coefficients de diffusion parallèle et perpendiculaire aux couches cholestériques est de l'ordre de quelques unités[1][2]. Les dislocations $\chi(+1)$ et les ensembles $\chi(\mp 1)$ couplés hélicoïdalement modifient localement le milieu de telle manière que la direction de diffusion moyenne à travers la phase cholestérique soit parallèle à la direction de facile diffusion dans le cristal liquide.

La nature du coeur dissocié de ces dislocations (coeur nématique) jouerait en plus un rôle de canalisation. Il nous semble d'ailleurs fort possible qu'inversement des écoulements rapides et verticaux du solvant à travers une mince couche cholestérique créent des dislocations et expliquent ainsi la formation de réseaux hexagonaux de dislocations.

Remarque sur les réseaux hexagonaux

Les réseaux hexagonaux sont formés en rendant compacts les ensembles hélicoïdaux $\chi(\mp 1)$ (figure 1b). Il est fort probable que, lorsque ces systèmes sont verticaux, les dislocations $\chi(-1)$ se décomposent en deux dislocations $\chi(-\frac{1}{2})$. Dans ce cas, on aurait deux fois plus de dislocations négatives que de dislocations positives. Le point d'émergence des dislocations $\chi(+1)$ étant au centre des hexagones, les points d'émergence des dislocations $\chi(-\frac{1}{2})$ seraient donc aux sommets. Conceptuellement, ce système serait différent du système $\chi(\mp 1)$ hélicoïdal ; dans le premier cas, on engendre le cholestérique par rotation hélicoïdale[11][12] d'un motif contenu dans un plan cholestérique autour de la dislocation centrale (figure 6a) ; dans l'autre cas, toutes les dislocations sont verticales et on engendre le cholestérique par le produit des deux transformations suivantes : une translation (α) du plan cholestérique le long de l'axe hélicoïdal et une rotation des molécules dans ce plan d'un angle $\frac{2\pi}{p}\alpha$ autour de leur centre de gravité

La figure 2a montre le couplage d'une $\chi(+1)$ avec deux dislocations $(-\frac{1}{2})$ verticales, on passe d'un plan cholestérique à un autre espacé de $\frac{p}{4}$ en tournant chaque molécule de $\frac{\pi}{2}$. Les dislocations sont verticales.

Sur les figures 2b et 2c sont tracées les isoclines des directeurs des molécules dans ces deux plans lorsque les dislocations $\chi(+1)$ et $\chi(-\frac{1}{2})$ forment des réseaux hexagonaux.

En conclusion, on peut dire que dans la géométrie de Grandjean les dislocations χ ont un rôle très important dans la formation de la phase cholestérique lorsque celle-ci se fait par évaporation de solvant. La nucléation de la phase cholestérique se fait de telle manière que les plans cholestériques se mettent perpendiculaires à l'interface cholestérique-isotrope. Cet effet permet une diffusion directionnelle du solvant parallèlement à la direction de facile diffusion à travers le cristal liquide.

REFERENCES

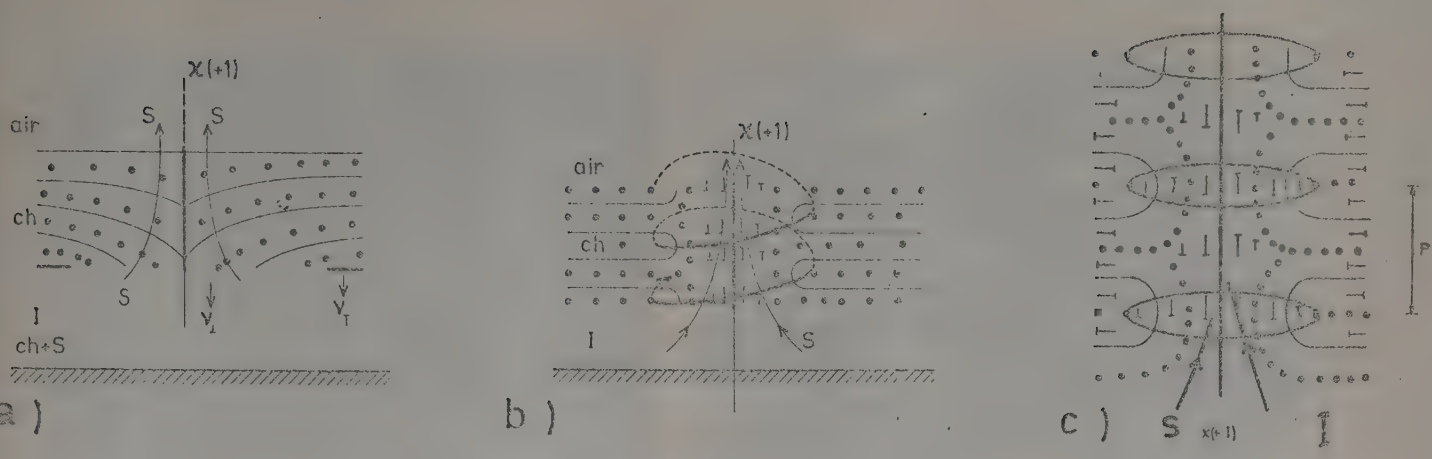
(1) V.SVEDBERG, Kalloïd Zeitschrift, 22, 68 (1918)

(2) J.W.DOANE, Int.Liq.Cryst.Conf.Berlin (1970)

PLANCHES

Planche I : Réseaux hexagonaux de dislocations

a) en lumière transmise
b) en lumière rasante, l'ondulation de la surface est observée
c) au cours de la nucléation, le solvant diffuse le long des dislocations (+1) et donne des bulles de gaz à la surface
d) par distorsion de la surface, on rend oblique les dislocations X($\bar{+}$1)

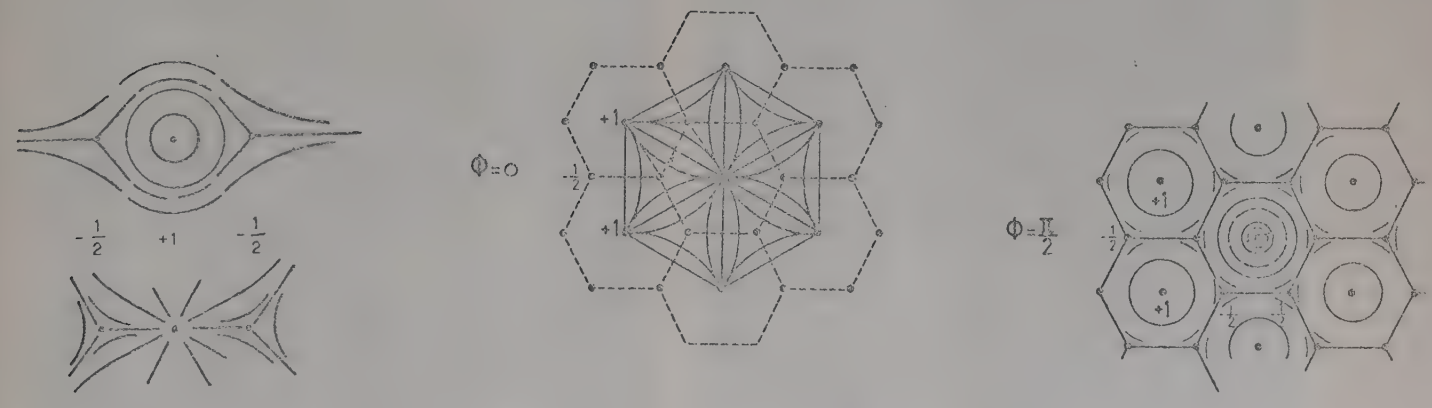


a) b) c)

Figure 1

a) Déformation des plans cholestériques près de la dislocation χ(+1) à l'interface cholestérique - Isotrope - l'évacuation du solvant (S) se fait comme il est indiquée principalement autour de cette dislocation.

b,c) Milieu cholestérique d'axe horizontal compris entre la χ(+1) et la dislocation hélicoïdal χ(-1) (b) ou des annaeaux de dislocation (c).
Les dislocations χ(+1) à coeur nématiques et de type λ(2π) peuvent être considérées comme des canaux de diffusion pour le solvant (S).



a) b) c)

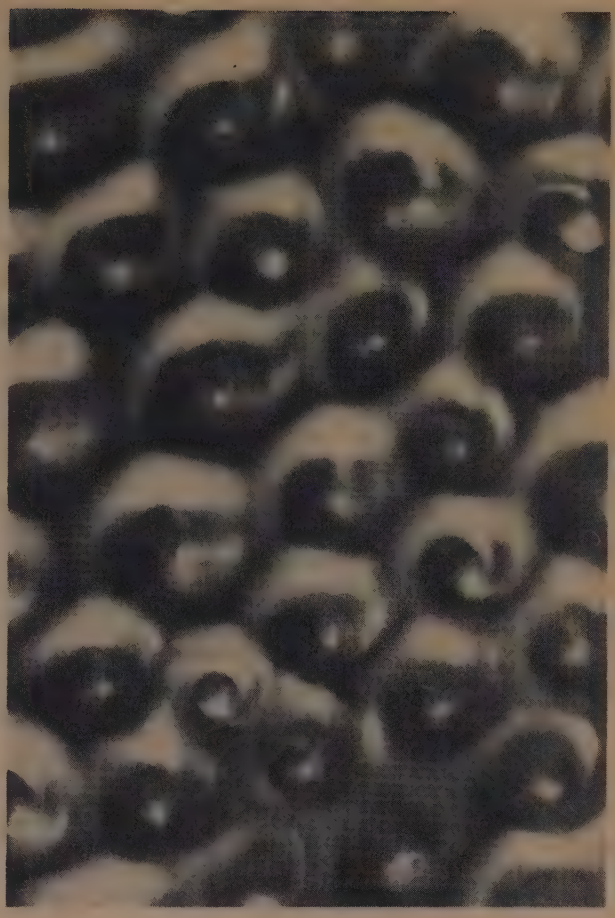
Figure 2

a) Couplage entre une (+1) et deux $(-\frac{1}{2})$. Les dislocations sont verticales. On passe d'un plan à un autre distant de p/4 en tournant chaque molécules autour de son centre de gravité de π/2. Les coeurs de ces dislocations sont dissociées (chapitre III.2).

b,c) Réseaux hexagonaux de dislocations. Les (+1) sont aux centres des hexagones, les $(-\frac{1}{2})$ sont aux sommets. On passe d'un plan $\phi = 0$ à un plan $\phi = \frac{\pi}{2}$ par rotation des molécules de $\frac{\pi}{2}$, comme précédemment (a).

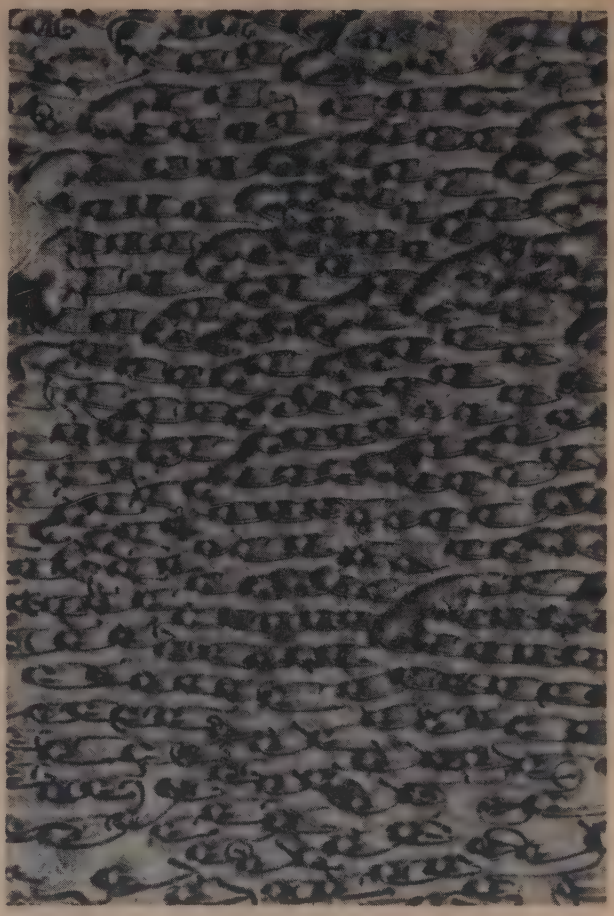
Planche. 1

a



b

c



d

ANNEXE 1

1. STRUCTURE NEMATIQUE DU COEUR DES DISLOCATIONS X(+1)

Soit le défaut d'ordre (+1), dans la configuration planaire (Frank), l'orientation des directeurs des molécules par rapport à une direction fixe est reliée à l'angle polaire θ par la relation

$$\phi = \theta + \phi_o$$

en coordonnées cylindriques les composantes du vecteur $\vec{n}$ (directeur des molécules), sont

$$\begin{aligned} n_r &= \cos \phi_o \\ n_\theta &= \sin \phi_o \end{aligned} \qquad \text{avec} \quad \phi_o = qz \qquad (1)$$

La configuration moléculaire autour des défauts (+1), qui a été décrite dans les chapitres précédents n'est pas une configuration planaire, dans les modèles proposés, le directeur des molécules se relève des plans cholestériques au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'axe.

On cherche donc les solutions (configuration conique) qui sont de la forme :

$$\begin{aligned} n_r &= \sin \theta \cos \phi \\ n_\theta &= \sin \theta \sin \phi \\ n_z &= \cos \theta \end{aligned} \qquad (2)$$

qui satisfont aux conditions aux limites

$$\begin{aligned} r &= \infty \quad \theta = \frac{\pi}{2} \\ r &= 0 \quad \theta \text{ (petit)} \end{aligned}$$

L'énergie de Frank par unité de volume est :

$$dE = \frac{1}{2}\kappa_1(\text{div } n)^2 + \frac{1}{2}\kappa_2(n.\text{rot } n+q_o)^2 + \frac{\kappa_3}{2}(n\Lambda\text{rot } n)^2 \quad (3)$$

Pour simplifier on traite le cas isotrope $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3 = \kappa$. La minimisation de (3) par rapport à θ et ϕ donne :

$$\begin{aligned} &- \nabla^2\theta + \frac{1}{2}\sin 2\theta(\Delta\psi)^2 - 2\, q_o \sin\theta\, \vec{n}.\nabla\vec{\psi} = 0 \\ &- \sin^2\theta\nabla^2\psi - \sin 2\theta(\nabla\theta.\nabla\phi) + 2q_o \sin\theta\, \vec{n}.\nabla\theta = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

On cherche les solutions $\theta(r)$ avec $\phi = q_o z$.
La 2ème équation est vérifiée au 1er ordre en .
La 1ère équation donne :

$$\frac{\delta^2\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\theta}{\partial r} + \frac{\sin 2\theta}{2}(q_o^2 - \frac{1}{r^2}) + \frac{2q_o}{r}\sin^2\theta \sin q_o^2 = 0 \quad (5)$$

Soit pour θ petit, on obtient l'équation de Bessel

$$\frac{\delta^2\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\theta}{\partial r} + (q_o^2 - \frac{1}{r^2})\theta = 0 \quad (6)$$

qui admet pour solution les fonctions de Bessel d'ordre 1. Comme θ est petit pour $r = 0$ la solution est :

$$\theta(r) = A \times j_1(q_o r).$$

En conclusion, le modèle (2) de coeur nématique ($\theta_{r=0} = 0$) est une solution des équations de Frank-Oseen près de l'axe.

Nous allons montrer que la configuration planaire (1) n'est pas solution par contre (près de l'axe).

Dans le cas général la minimisation de l'énergie (3) donne l'équation vectorielle :

$$\Delta\vec{n} - q_o\, \text{rot}\,\vec{n} - \lambda\vec{n} = 0 \quad (7)$$

en coordonnées cylindriques on obtient le système d'équations :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)nr + q_o \frac{\partial n\phi}{\partial z} + \lambda nr = 0$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)n\phi - q_o \frac{nr}{z} + q_o \frac{\partial nz}{\partial r} + \lambda n\phi = 0 \qquad (8)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)nz - \frac{q_o}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rn\phi) + \lambda nz = 0$$

En faisant :

$$nr = \cos q_o z$$

$$n\phi = \sin q_o z \qquad \text{avec } q_o = C^{ote} \qquad (1)$$

$$nz = 0$$

on obtient :

$$\lambda = \frac{1}{r^2}$$

$$\frac{q}{r} \sin q_o z = 0 \qquad (9)$$

La deuxième équation n'est vérifiée que pour r grand. Près de l'axe, (1) n'est donc pas solution. Remarquons que l'on retrouve la solution planaire dans le cas nématique q = 0.

ANNEXE 2

PHENOMENE PERIODIQUE AUTOUR DES DISLOCATIONS χ(+1)

I. ANNEAUX DE FOCALISATION

Des anneaux de focalisation (planche 1) autour des dislocations χ(+1) sont observables dans les préparations pas trop épaisses ; les anneaux observés, en lumière polarisée comme en lumière naturelle, ont un diamètre de l'ordre de nP, n étant le numéro de l'anneau à partir du centre (point d'émergence de la dislocation χ+1). Ces anneaux sont en outre non localisables dans la préparation. Il semble d'ailleurs que lorsque l'on observe ces ameaux, autour d'une dislocation χ(+1), cette dernière ne présente pas de singularité ponctuelle.

La photographie 1c montre vraisemblablement un phénomène analogue mais produit à la surface libre. Il est possible que l'on soit dans ce cas en présence d'anneaux de dislocation.

Ces anneaux pourraient être expliqués par un type de solution $\vec{n}(r)$, qui conduirait à un milieu d'indice modulé suivant l'axe r.

Interprétation topologique

Nous pensons qu'il est possible d'expliquer ces oscillations, par un modèle purement topologique. Ce modèle est basé sur le fait qu'il n'y aurait pas de singularité ponctuelle sur les lignes χ(+1) autour desquelles il y a ce genre d'anneaux.

Notons que dans le chapitre III.1 et 3, la présence de singularités ponctuelles le long de la χ(+1) permet de passer d'un milieu cholestérique d'axe horizontal à un milieu cholestérique d'axe vertical.

Nous avons montré que ces singularités disparaissent lorsque la ligne χ(+1) est entourée d'anneaux de dislocations

ou de lignes hélicoïdales.

Nous pensons que ces anneaux de focalisation permettent le même processus, à savoir, le passage d'un milieu d'axe horizontal à un milieu d'axe vertical. Sur la figure 1 on montre que cela peut se faire de deux manières possible, principalement soit par flexion (a) soit par torsion (b). La dislocation $\chi(+1)$ est engendrée p ar rotation pure des deux motifs dessinés, autour de l'axe.

Le premier schéma ne semble pas donner une modulation de l'indice telle qu'on l'observe.

Le deuxième schéma est analogue à un modèle de paires. Ces dislocations étant virtuelles, puisqu'elles se situeraient au-dessus de la surface libre. Ce modèle donne par contre une modulation de l'indice, due principalement aux molécules normales à la surface. Quelle que soit la polarisation, la lumière se propage à la distance $\frac{p}{2}$ et p de l'axe, suivant l'axe rapide, de la préparation, (à la surface).

D'autre part, comme l'indice à ces endroits est plus petit qu'ailleurs, il y a un phénomène de focalisation de la lumière, (phénomène analogue aux franges de Becke à l'interface entre deux milieux d'indice différent).

Cet effet de focalisation est plus important pour le premier anneau que pour le deuxième, car l'épaisseur de la couche (C.L) d'axe optique parallèle à la direction de la lumière est plus grande pour le premier anneau que pour les suivants.

Dans ce modèle, le nombre d'anneaux observés est égal au nombre de demi-pas de la préparation cholestérique, ce que nous n'avons pû contrôler à cause de la rareté de ce phénomène.

2. VIRGULES AUTOUR D'UNE DISLOCATION χ(+1)

Des virgules de même type que celles des références (1,2, 3,4,5) peuvent être observées autour des dislocations χ(+1). Au cours de la nucléation (chapitre III.3), lorsque la pellicule cholestérique est assez mince, la dislocation χ(+1) a le même aspect qu'un noyau de Lehman et de Friedel (+1) dans une phase nématique, puis lorsque l'épaisseur croît, on peut voir entre nicols croisés la croix d'extinction se transformer, et présenter parfois des zig-zags comme on le montre sur la photographie 2. Ces zig-zags disparaissent lorsque l'épaisseur devient plus grande. Ce même type de phénomène a été observé dans certains sphérolites de polymère cristallisé[6].

Interprétation topologique

Nous pouvons interpréter les virgules par le phénomène de distorsion périodique des plans cholestériques.

Autour des dislocations χ(+1) les plans cholestériques peuvent être ondulés, comme on l'a dessiné sur la figure 2b. Dans le plan de la surface libre (figure 2c) les isoclines des directeurs des molécules forment des sinusoïdes qui convergent vers la dislocations. Les faisceaux sombres, lieu des points où les directeurs des molécules sont parallèles aux nicols, sont constitués d'arcs de cercles qui se joignent, qui donne ainsi des virgules dont la concavité est tournée vers la dislocation. Ce processus n'explique cependant pas pourquoi les virgules disparaissent lorsque l'épaisseur de la couche cholestérique devient grande.

Nous pensons que ces virgules peuvent être expliquées d'une autre manière, par la dissociation du coeur de la dislocation. Le phénomène étant observé lorsque l'épaisseur est faible on peut considérer que le milieu est nématique loin de la dislocation, l'axe optique est parallèle à la surface et l'axe hélicoïdal serait perpendiculaire. La dislocation χ(+1) est une

dislocation à coeur nématique comme on l'a montré dans les chapitres précédents. Près de la ligne on a donc un milieu cholestérique d'axe hélicoïdal parallèle à la surface. On montre sur la figure 3 ci-dessous comment on peut passer de manière continue du milieu proche de l'axe au milieu loin de l'axe.

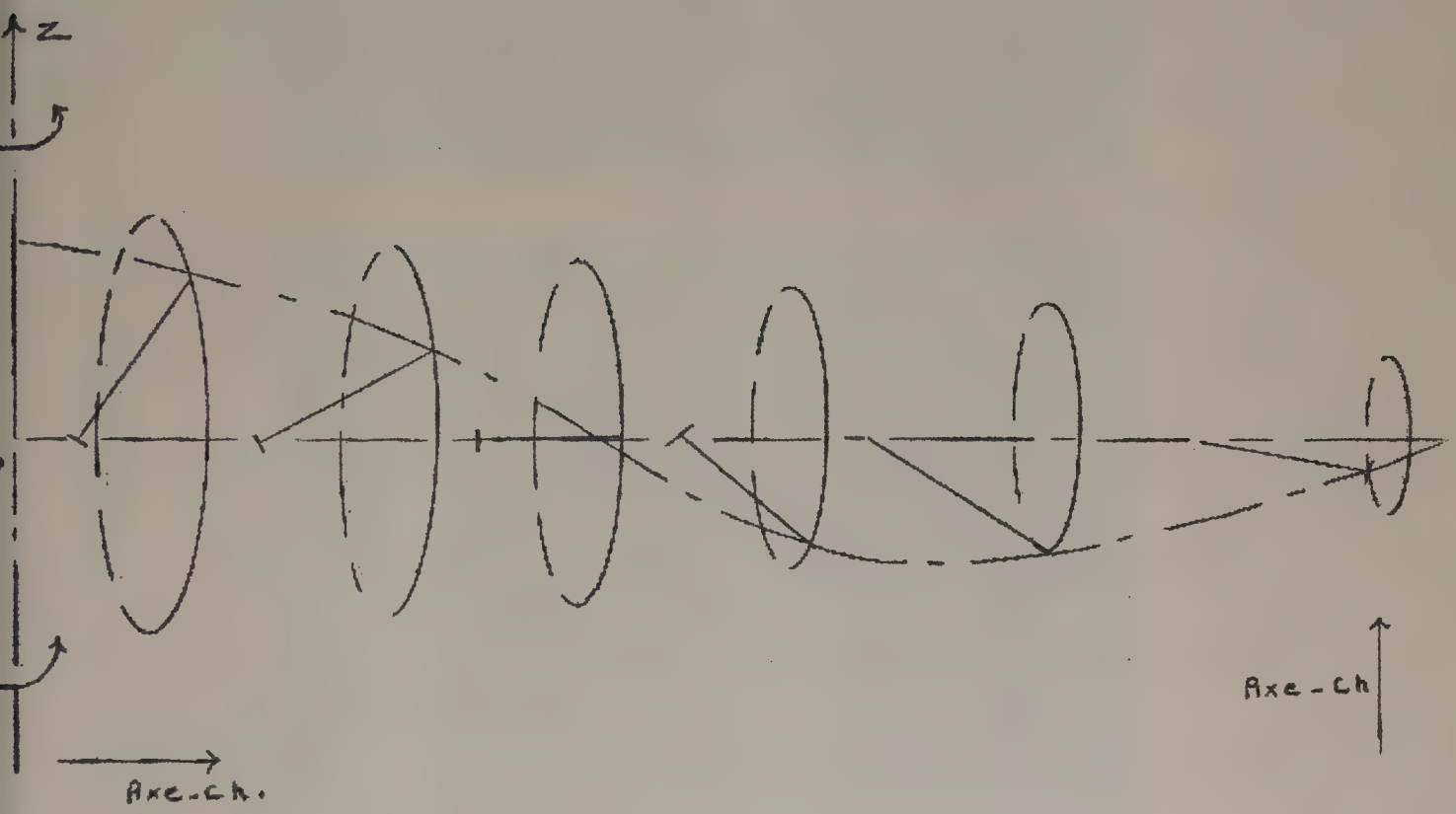


Figure 3

Modèle d'oscillation autour d'une dislocation X(+1) dans un spécimen de très faible épaisseur $h << \frac{p}{2}$

Le long de l'axe r en partant de la dislocation, les molécules tournent autour de l'axe OR en s'inclinant de plus en plus sur l'axe, pour donner finalement loin de l'axe un milieu nématique.

Les isoclines des directeurs des molécules, sont des hélices, dont le diamètre diminue lorsque r croît. Sur la surface libre la projection de ces hélices sont des sinusoïdes dont l'amplitude décroît lorsque r croît, et disposée de la même façon

que sur la figure 3b. Ce modèle explique donc aussi les virgules observées.

Nous pensons que ce dernier modèle correspond à nos observations, car lorsque l'épaisseur de la couche cholestérique croît, il n'est plus possible de passer continuement d'un milieu cholestérique d'axe horizontal à un milieu d'axe vertical ; le phénomène disparaît alors car le coeur se modifie. La structure du coeur est alors celle que l'on a décrit dans le chapitre III. (présence de discontinuité sur l'axe).

REFERENCES

(1) F.GRANDJEAN, CRAS, 172, 71 (1921)

(2) G.FRIEDEL, Ann.Phys. (1922)

(3) A.KELLER, Journal of Polymer Science, vol.17, p.291 (1955)

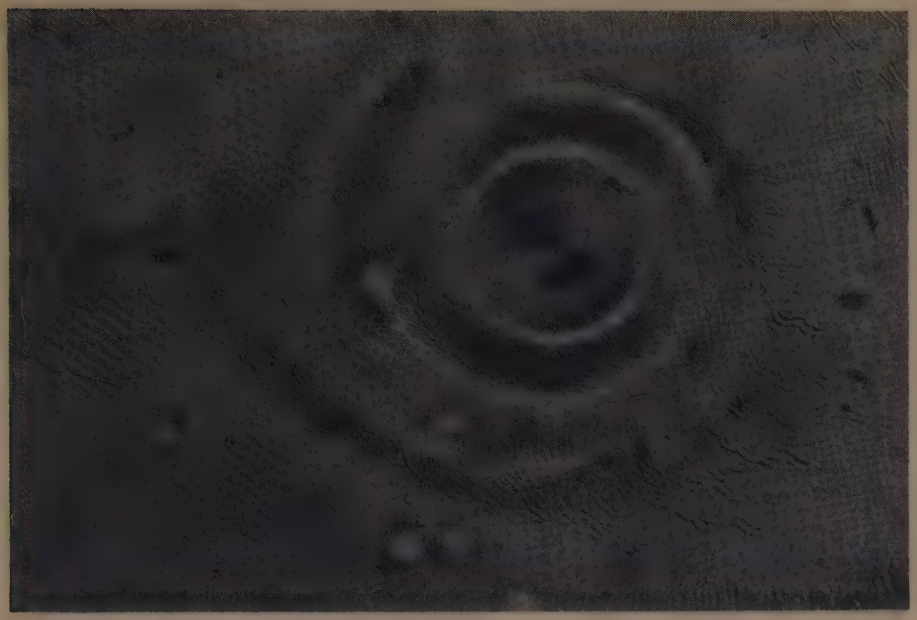
(4) D.L.LEE, J.Zool.Lond., 161, 513 (1970)

(5) J.RAULT, P.GLADIS, Molecular crystal, 1, 15 (1971)
Planche II, chapitre III.

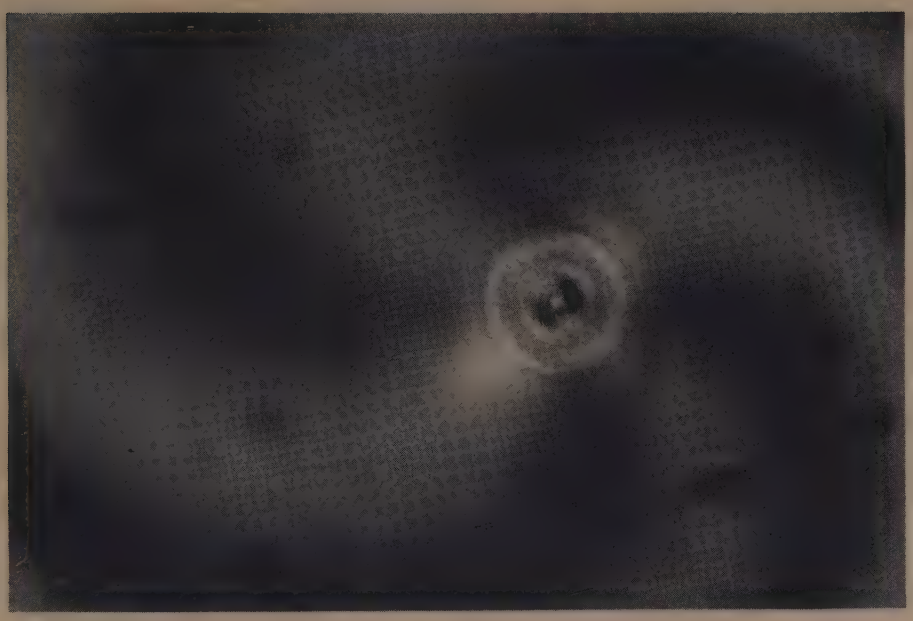
+ +
+

Planche.1

a



b



c

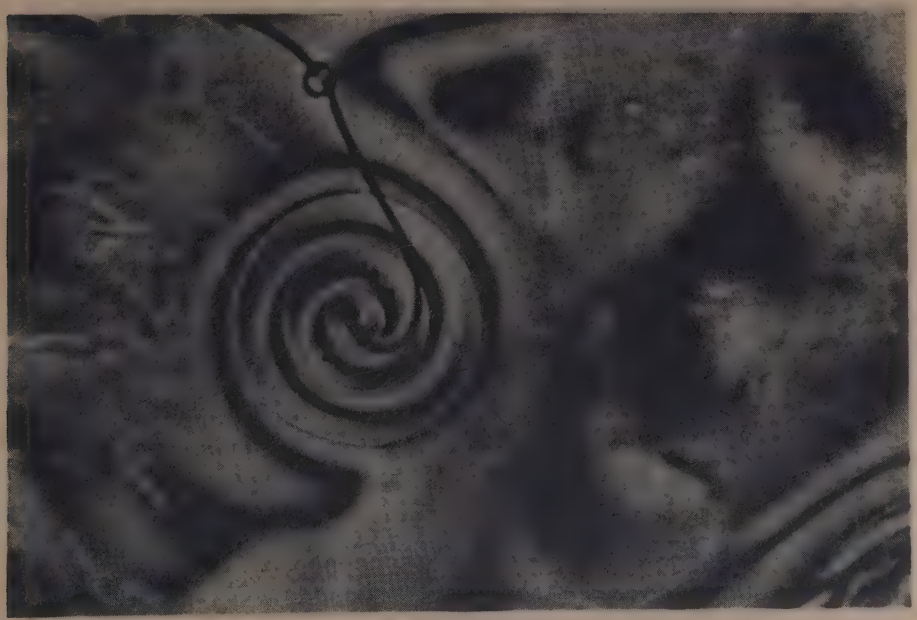
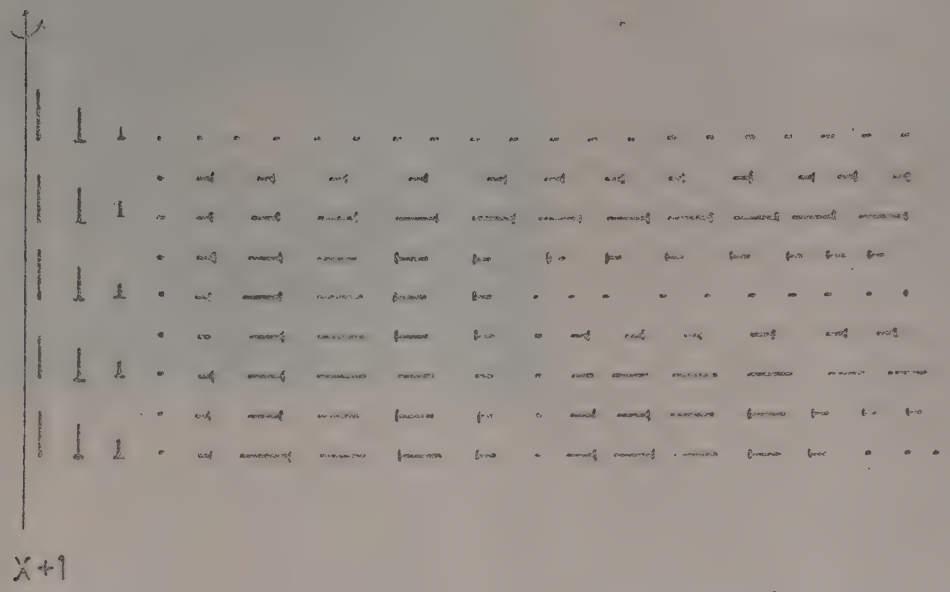
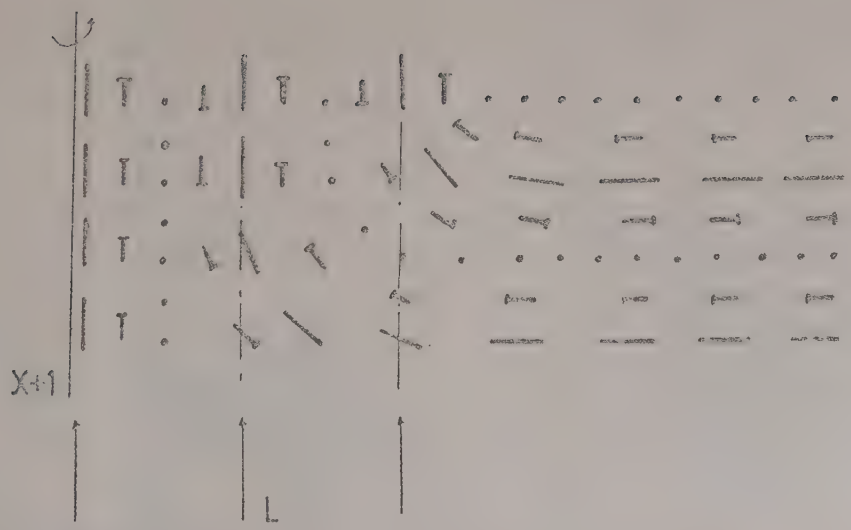


Fig. 1 : Passage d'un milieu cholestérique d'axe horizontal près du coeur de la dislocation $\chi(+1)$ à un milieu cholestérique d'axe vertical loin de la dislocation.

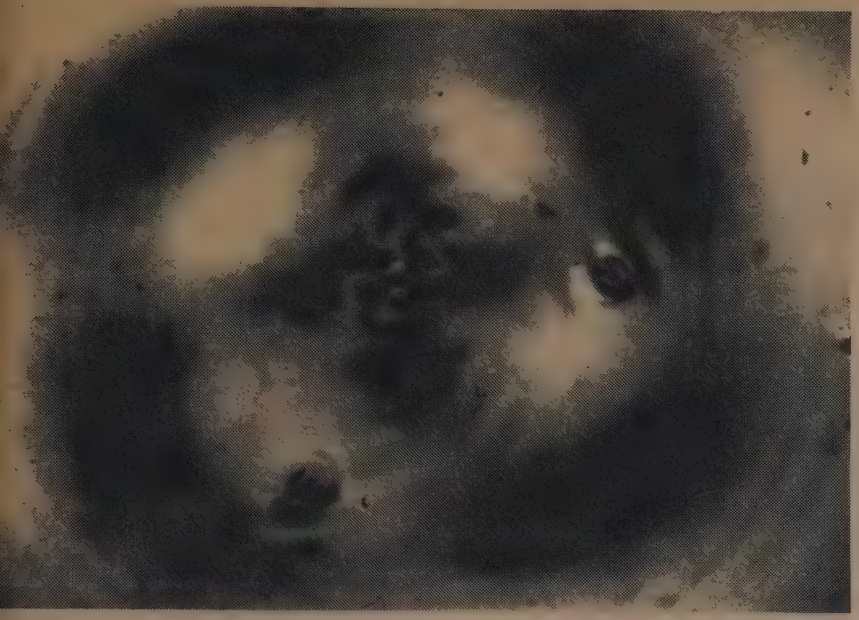


a) Modèle de flexion



b) Modèle de torsion

Planche 2



a) Virgules observées autour d'une dislocation $\chi(+1)$, dans une préparation cholestérique très mince. Ces virgules disparaissent lorsque l'épaisseur devient comparable au demi-pas.

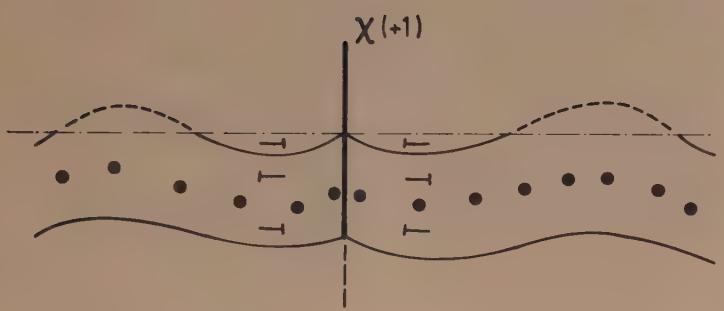
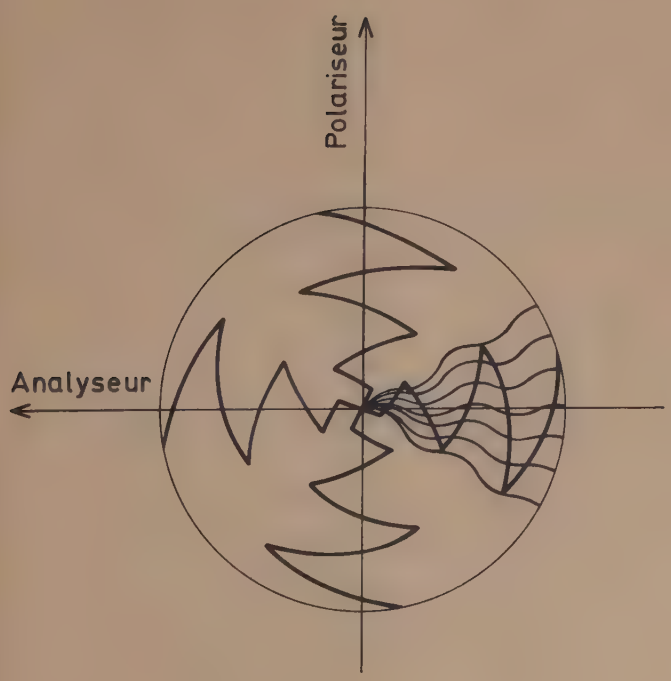


figure 2

a) Ondulation à la surface libre. autour d'une dislocation $\chi(+1)$.



b) Les projections des directeurs des molécules sur la surface forment des sinusoïdes. Entre polariseur et analyseur croisés, le lieu des points où les molécules sont parallèles aux Nicols est formé d'arcs de cercle, qui donnent des virgules telles que celles observées sur la figure a.

C O N C L U S I O N

Les cristaux liquides cholestériques constituent un milieu idéal pour l'étude des dislocations de translation et de rotation. Les propriétés de ces dislocations que nous avons observées : glissement, point de singularité et couplages, ont été interprétées par des modèles topologiques simples, tous basés sur le fait principal que le long d'une dislocation, les molécules tendent à se mettre parallèles à la ligne.

Le modèle de dislocation à coeur nématique explique bien le rôle important des dislocations X lors de la croissance de la phase cholestérique.

Il serait intéressant de retrouver ces modèles en partant de la théorie d'élasticité de Oseen et Frank.

o o
o

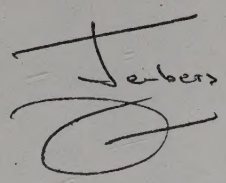
On trouvera les conclusions partielles des différents chapitres aux pages :

II. 8, 2, 43.
III. 15, 45, 50.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données

Vu et approuvé :

Orsay, le 18 Février 19 72

Le Vice-Président du Centre d'Orsay :